Untersuchungen über Entladungen.

Habilitationsschrift

zur

Erlangung der Venia docendi

der

hohen philosophischen Fakultät

der

k. b. Friedrich-Alexanders-Universität zu Erlangen

vorgelegt von

Dr. phil. Rudolf Reiger.

Erlangen 1905.
K. bayer. Hof- u. Univ.-Buchdruckerei von Junge & Sohn.

138

Untersuchungen über Entladungen.

Habilitationsschrift

zur

Erlangung der Venia docendi

der

hohen philosophischen Fakultät

der

k. b. Friedrich-Alexanders-Universität zu Erlangen

vorgelegt von

Dr. phil. Rudolf Reiger.

ACAD.
LUGD.BAT.
BIBL.

Erlangen 1905.
K. bayer. Hof- u. Univ.-Buchdruckerei von Junge & Sohn.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549808_0037

Einleitung.

Wohl über kein Gebiet der Physik liegt eine so reichhaltige Literatur vor wie über den Durchgang der Elektrizität durch Gase. Der Grund dafür ist in der Mannigfaltigkeit der Erscheinungen zu suchen, in der Fülle der Probleme, die sich hier bieten, und in der fundamentalen Bedeutung, die gerade das Gebiet des Durchganges der Elektrizität durch Gase für unsere ganzen physikalischen Anschauungen im Laufe der Zeit mehr und mehr gewonnen hat.

Ein Überblick über die zahlreichen Erscheinungen läßt sich nur gewinnen, wenn man sich von ihnen von einem einheitlichen Gesichtspunkte aus ein Bild zu machen sucht. In neuerer Zeit hat man mehr und mehr die Erscheinungen auf die Bewegung von positiven und negativen Ionen und deren Energieumwandlung zurückgeführt. Ein tieferes Eindringen in dieses Gebiet dürfte wesentlich dadurch gefördert werden, wenn die Versuche unter möglichst verschiedenartigen Bedingungen angestellt werden.

Die folgende Arbeit soll speziell nach zwei Richtungen hin einen Beitrag zur Kenntnis der Entladungsvorgänge liefern. Einerseits nämlich soll das Verhältnis von Ladung und Masse eines Elektrons, das bisher für Kathodenstrahlen bestimmt wurde, die von Leitern der Elektrizität ausgehen, auch für solche Kathodenstrahlen ermittelt werden, die an Isolatoren ihren Ursprung haben, und für solche, die im Gase selbst entstehen. Andererseits sollen die Potentialmessungen in der positiven Säule, die bisher fast nur für Drucke ausgeführt wurden, die

oberhalb von 1 mm Hg liegen, auch auf tiefere Drucke ausgedehnt werden.

Die beiden Aufgaben scheinen zunächst zwei ganz verschiedene Probleme zu behandeln, aber einerseits ist zu berücksichtigen, daß die zuerst gestellte Aufgabe für Kathodenstrahlen, die im Gase entstehen, nur über die Natur der Strahlen Aufschluß gibt, während die Potentialmessungen die Frage nach der Entstehung der Strahlen beantworten helfen, andererseits ist bei den tiefen Drucken die mittlere Weglänge der Elektronen relativ groß, und es besteht daher für die tiefen Drucke am ersten die Aussicht, eine Beziehung zwischen den schnell bewegten Elektronen des Kathodenstrahls und den langsamer bewegten Elektronen der positiven Säule zu finden.

Die einzelnen Erscheinungen in der positiven Säule sind in der folgenden Untersuchung meist von der Kathode ausgehend beschrieben. Dies erscheint als der natürliche Gang der Beschreibung. Denn einerseits ist das Verhalten der Entladung an der Kathode von entscheidendem Einfluß auf den ganzen übrigen Stromkreis, was bei der Anode nicht in so hohem Grade der Fall ist, andererseits wird in vielen Fällen das Verhalten der einzelnen Teile der positiven Säule durch das Verhalten der vorhergehenden Teile in der Richtung der Strombahn der negativen Elektrizität stark beeinflußt.

Es dürfte sich vielleicht überhaupt empfehlen, bei Entladungsvorgängen von der Kathode auszugehen, nachdem die große Wichtigkeit gerade der negativen Elektrizität für den Stromdurchgang durch Gase und das unipolare Verhalten derselben in vielen Fällen bekannt ist. In der Ionentheorie finden diese Tatsachen ihren Ausdruck in der kleinen, wahrscheinlich nur scheinbaren Masse des Trägers der negativen Elektrizität, des Elektrons, gegenüber dem positiv geladenen Atom oder Molekül (Materie). Man muß sich dabei stets vor Augen halten, daß die Beschreibung der Erscheinungen nicht in der Richtung der allgemein definierten Stromrichtung stattfindet.

Im Verlaufe der Untersuchung schien es wünschenswert, eine als diskontinuierlich anzusehende Entladungsform in den Bereich der Untersuchung zu ziehen. Dies führte zu einer Reihe von Beobachtungen über Kontinuität und Diskontinuität von Entladungen und zu einer vorläufigen Orientierung über den

Potentialverlauf bei der oben erwähnten Entladungsform. Daß die Potentialmessungen im 3. Abschnitt des Teiles II der Abhandlung tatsächlich in diesem speziellen Falle zu einer Orientierung im Potentialverlauf dienen können, zeigen die Versuche über die magnetische Ablenkung von Striktionskathodenstrahlen im 5. Abschnitt des Teiles II.

Diskontinuierliche Entladungen in den Bereich der Untersuchungen zu ziehen, scheint mir überhaupt wünschenswert, da die kontinuierlichen Entladungen doch nur einen speziellen Fall des Stromdurchgangs durch Gase darstellen. Eine große Reihe von Fragen über den Entladungsvorgang in Gasen wird sich erst lösen lassen, wenn auch die diskontinuierlichen Entladungen einer quantitativen Untersuchung zugänglich gemacht sind. Aus den im 1. Abschnitt des Teiles II der Abhandlung angegebenen Gründen scheint es mir vorteilhaft zu sein, hierbei von Untersuchungen mit hochgespannten Wechselströmen auszugehen, die ja bereits auch mehrfach zu Untersuchungen über Entladungen angewendet wurden[1]). Da weitere Versuche in dieser Richtung im Gange sind, so will ich auf diesen Gegenstand hier nicht näher eingehen.

Im Anschluß an die Versuche über die Kathodenstrahlen, die von Isolatoren ausgehen, wurden auch einige Versuche über lichtelektrische Zerstreuung bei Atmosphärendruck gemacht.

Die Arbeit zerfällt in folgende Teile:

I. Teil: Lichtelektrische Zerstreuung an Isolatoren bei Atmosphärendruck.

II. Teil: Untersuchungen über Entladungen bei tiefen Drucken und speziell über Striktionskathoden.

1. Kontinuitäten und Diskontinuitäten bei Entladungen.
2. Potentialmessungen bei der unempfindlichen Entladungsform.
3. Über den Potentialverlauf bei der empfindlichen Entladungsform.
4. Der anormale Anodenfall.
5. Magnetische Ablenkung von Striktionskathodenstrahlen.

---

[1]) H. Ebert, Wied. Ann. Bd. 65, S. 761. 1898; Bd. 67, S. 608. 1899 und Bd. 69, S. 372. 1899. — W. Lessing, Inaug.-Dissert., Erlangen 1902.

III. Teil: Über die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke.
   1. Die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke in der leuchtenden positiven Säule.
   2. Die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke in der dunklen positiven Säule in weiten Entladungsgefäßen.
   3. Positive Säule und Kathodenstrahlen.

IV. Teil: Die Bestimmung des Verhältnisses ε/μ für Kathodenstrahlen, die von Isolatoren ausgehen, und für Kathodenstrahlen, die im Gase selbst entstehen.
   1. Bestimmung von ε/μ für Kathodenstrahlen, die unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes von einer negativ geladenen Glasplatte ausgehen.
   2. Bestimmung von ε/μ für Striktionskathodenstrahlen.
   3. Bestimmung von ε/μ für Kathodenstrahlen an der Anode (Anodenkanalstrahlen).

I. Teil.

Lichtelektrische Zerstreuung an Isolatoren bei Atmosphärendruck.

Die Zerstreuung einer negativen Ladung[1]) unter dem Einfluß von ultravioletttem Licht wird vielfach als eine Eigenschaft der Metalle und weniger nichtmetallischer Leiter hingestellt. Es wurde jedoch für fast alle Körper eine lichtelektrische Empfindlichkeit nachgewiesen. Ich verweise auf die Arbeiten von A. Righi[2]), A. Stoletow[3]), J. Elster und H. Geitel[4]), E. Branly[5]), G. C. Schmidt[6]) und O. Knoblauch[7]).

[1]) Eine vollständige Zusammenstellung der Literatur über lichtelektrische Zerstreuung gibt E. v. Schweidler im Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik Bd. 1, S. 358. 1904.

[2]) A. Righi, Beibl. Bd. 12, S. 721. 1888.

[3]) A. Stoletow, C. R. Bd. 106, S. 1593. 1888.

[4]) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. Bd. 38, S. 497. 1889; Bd. 44, S. 722. 1891 u. Bd. 59, S. 487. 1896.

[5]) E. Branly, C. R. Bd. 120, S. 829. 1895. Vgl. jedoch J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. Bd. 57, S. 24. 1896.

[6]) G. C. Schmidt, Wied. Ann. Bd. 62, S. 407. 1897; Bd. 64, S. 708. 1898.

[7]) O. Knoblauch, Zeitschr. f. phys. Chem. Bd. 29, S. 527. 1899.

Der Nachweis der lichtelektrischen Empfindlichkeit kann nach zwei verschiedenen Methoden geführt werden, die man nach G. C. Schmidt[1]) als statische und dynamische bezeichnen kann. Bei der statischen Methode wird entweder die Substanz selbst auf ein hohes negatives Potential geladen oder ein gegenüberstehendes Drahtnetz auf ein hohes positives und die zeitliche Änderung des Elektrometerausschlages mit und ohne Belichtung bestimmt. Diese Versuchsanordnung, die einer Weiterentwickelung der Methode von W. Hallwachs[2]) zum Nachweis der lichtelektrischen Zerstreuung entspricht, versagte bei einzelnen Substanzen. Dagegen zeigte sich nach G. C. Schmidt stets eine Zerstreuung bei der sogenannten dynamischen Methode. Die letztere entspricht einer Versuchsanordnung von E. Wiedemann und H. Ebert[3]), die von G. C. Schmidt[1]) in folgender Weise modifiziert wurde. Zwei parallel geschaltete Funkenstrecken sind mit den Polen einer Influenzmaschine verbunden. Die eine Funkenstrecke *a* besteht aus zwei Metallkugeln, die andere *b* aus einer Metallkugel und der zu untersuchenden Substanz in einem Porzellantiegel. Die Substanz ist mit dem negativen Pol der Influenzmaschine verbunden. Werden die Funkenstrecken so eingestellt, daß gerade der Funken in *a* übergeht und nicht in *b*, so kann die lichtelektrische Empfindlichkeit der betreffenden Substanz dadurch nachgewiesen werden, daß beim Belichten die Entladung ausschließlich durch die Funkenstrecke *b* geht.

Die Empfindlichkeit der letzten Methode erklärt sich, wie mir scheint, aus den Versuchen von H. Kreusler[4]), nach denen die lichtelektrische Empfindlichkeit der Metalle in der Nähe des Funkenpotentials stark wächst. Es muß jedoch stets auch mit der statischen Methode bei Verwendung hoher Potentiale gelingen, eine Wirkung zu erzielen, wenn nur die elektrometrische Messung verfeinert und die ultraviolette Lichtquelle verstärkt wird[5]).

[1]) G. C. Schmidt, Wied. Ann. Bd. 64, S. 708. 1898.

[2]) W. Hallwachs, Wied. Ann. Bd. 33, S. 301. 1888.

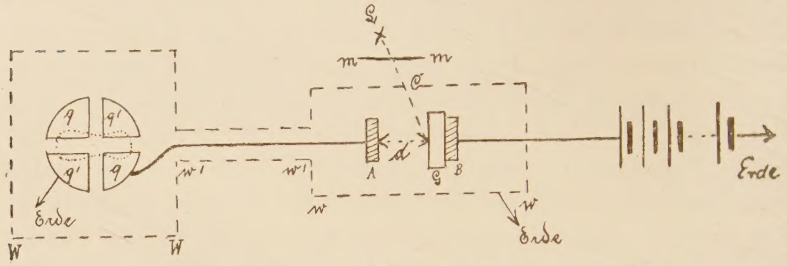
[3]) E. Wiedemann u. H. Ebert, Wied. Ann. Bd. 33, S. 241. 1888.

[4]) H. Kreusler, Ann. d. Phys. Bd. 6, S. 398. 1901.

[5]) In bezug auf die Verwendung des Lichtbogens und der Quecksilberlampe von Heräus zu lichtelektrischen Versuchen sei auf die Arbeit von W. Hallwachs, Physik. Zeitschr. Bd. 5, S. 489. 1904, verwiesen.

a) Versuchsanordnung und Fehlerquellen.

Versuchsanordnung. — Zur Messung der photoelektrischen Ströme diente ein Quadrantenelektrometer nach W. Hallwachs [1]). Die Versuchsanordnung ist die in Figur 1 gegebene.



Figur 1.

AB ist ein kleiner Kondensator. Er bestand aus zwei Messingplatten (Radius $r = 2$ cm) auf Stützen aus Ebonit, die längs einer Holzleiste verschiebbar waren. Auf die Platte B des Kondensators war die Platte G des zu untersuchenden Isolators aufgekittet. Die Platten B und G waren mit dem negativen Pol einer Batterie verbunden, deren positiver Pol geerdet war. Die Platte A war durch einen blanken Kupferdraht mit dem einen Quadrantenpaar qq des Elektrometers verbunden, das andere $q'q'$ war zur Erde abgeleitet. Die Nadel war mit dem einen Pol einer Hilfsbatterie verbunden, deren anderer Pol ebenso wie das Gehäuse des Elektrometers zur Erde abgeleitet war. Der Kondensator befand sich in einem Kasten aus Weißblech ww, in dem sich bei C ein Spalt zur Belichtung der Platte G befand. Da das Gehäuse des Elektrometers sich nicht als genügender Schutz gegen elektrostatische Einflüsse erwies, so wurde auch das Elektrometer in einen Kasten WW aus Weißblech gebracht. Die Zuleitung von A nach dem Elektrometer befand sich in einer Messingröhre $w'w'$ [2]). WW, ww und $w'w'$ waren geerdet.

Auch qq war für gewöhnlich zur Erde abgeleitet. Die

---

[1]) W. Hallwachs, Wied. Ann. Bd. 29, S. 1. 1886.

[2]) Zuerst wurden Glasröhren mit Stanniolbelegungen verwendet. Es traten dabei störende Potentialdifferenzen auf, vermutlich herrührend von Sn/H_2SO_4, da der verwendete flüssige Leim schwach sauer reagierte.

Verbindung zur Erde (Erdkontakt) konnte von dem Orte des Beobachtungsfernrohres aus aufgehoben werden. Vor dem Spalte C befand sich ein zur Erde abgeleitetes Metallblech mm, das ebenfalls vom Orte des Beobachtungsfernrohres aus entfernt werden konnte. Als Lichtquelle diente eine Bogenlampe L.

Die untersuchten Isolatoren waren quadratische Platten von 6 cm Seite. Zur Ladung dieser Platten dienten kreisförmige Stanniolbelege (Radius $r = 2$ cm), die auf der Rückseite mit flüssigem Leim aufgeklebt waren. Ein an den Stanniolbeleg angelöteter Kupferdraht war mit dem Pol der Batterie und der Messingplatte B des Kondensators verbunden. Die Oberfläche des Isolators nahm, wie die später mitgeteilten Versuche zeigen, tatsächlich das Potential des Stanniolbeleges an.

Die Empfindlichkeit des Elektrometers wurde für jede Versuchsreihe am Anfang und Ende festgestellt, sie betrug meist $2{,}5 \cdot 10^{-3}$ Volt pro Skalenteil. Die Stromstärke wurde in der Regel aus der Ladung in 30 Sekunden nach der Formel $i = C \frac{dV}{dt}$ bestimmt. Die Kapazität C des geladenen Systems wurde durch Ladungsteilung mit einer Kugel von 10 cm Radius bestimmt, wobei die Kapazität des Zuleitungsdrahtes berücksichtigt wurde.

Fehlerquellen. — Die Messung der schwachen Ströme stellte große Anforderungen an die Isolation von Elektrometer und Kondensator. Eine vollständige Isolation des Systemes konnte nicht erzielt werden. Wurde das Elektrometer auf ein Potential von etwa 0,5 Volt geladen, so zeigte sich infolge Leitung der Hartgummiteile eine langsame Abnahme des Elektrometerausschlages. Der Ladungsverlust des Systemes entsprach Strömen, die meist kleiner als $0{,}1 \cdot 10^{-13}$ Ampère waren.

Wurde an B und den Stanniolbeleg von G ein hohes Potential angelegt, so zeigte sich zunächst, wenn unmittelbar nach Anlegung des Potentials der Erdkontakt aufgehoben wurde, ein starker Elektrometergang. Nach einigen Minuten war jedoch der Elektrometergang schon sehr gering und verschwand schließlich vollständig. Der Elektrometergang ist als eine Influenzwirkung der allmählich sich ladenden Isolatorplatte auf die Platte A des Kondensators aufzufassen. Ein direkter Strom von B nach A, durch die Ebonitstützen und die Holzleiste, der eben-

falls anfangs auftrat, konnte beseitigt werden, indem die Holzleiste, auf der die Kondensatorplatten verschiebbar waren, mit Stanniol beklebt wurde, das zur Erde abgeleitet war.

War die Isolatorplatte längere Zeit auf ein hohes Potential geladen und wurde sie dann zur Erde abgeleitet, so trat lebhafter Elektrometergang nach der entgegengesetzten Seite ein, wenn unmittelbar nach Ableitung der Kondensatorplatte B und des Stanniolbeleges von G der Erdkontakt bei qq aufgehoben wurde. Der Elektrometergang nahm ständig ab und wurde schließlich Null.

Die Messungen wurden daher stets längere Zeit nach Anlegung des Potentiales vorgenommen und stets zuerst der Elektrometergang ohne und dann mit Belichtung gemessen. Betrug der erstere weniger als $2\,\%$ des letzteren, so ist der im folgenden angegebene Wert einfach die Differenz der beobachteten Ströme mit und ohne Belichtung. War der Unterschied größer als $2\,\%$, so ist dies jedesmal besonders vermerkt.

Störende Einflüsse machten sich auch bemerkbar unmittelbar nach Anlegen des Nadelpotentiales und vor allem bei einem Wechsel des Nadelpotentiales.

War z. B. 24 Stunden lang das ganze System zur Erde abgeleitet und nur die Nadel auf 80 Volt geladen, so trat nach Aufhebung des Erdkontakts von qq zwar ein Elektrometergang ein, aber der Ausschlag des Elektrometers entsprach einem Strom, dessen Intensität meist kleiner als $0{,}04 \cdot 10^{-13}$ Ampère war. Wurde dagegen das Nadelpotential geändert, so traten Ladungen auf, die Strömen bis zu $1{,}0 \cdot 10^{-13}$ Ampère entsprachen.

b) Die wirksamen Strahlen.

Die wirksamen Strahlen liegen bei den meisten Körpern, von denen lichtelektrische Ströme ausgehen, im Ultraviolett. Auch bei den Isolatoren sind es vor allem die äußersten ultravioletten Strahlen, die wirksam sind. Da der lichtelektrische Strom der Intensität der auffallenden ultravioletten Strahlen proportional ist, so gestattet das Verhältnis des Stromes mit und ohne die absorbierende Substanz ein Urteil über die Intensität der durchgegangenen wirksamen Strahlen zu gewinnen.

In Tabelle 1 ist für verschiedene absorbierende Medien die Menge der durchgegangenen, für eine Glasplatte wirksamen

Strahlen aus den Strömen mit und ohne absorbierende Substanz berechnet und in Prozenten angegeben.

Tabelle 1.

Absorbierende Substanz	Dicke mm	Durchgegangene wirksame Strahlen
Glimmer	0,03	3 %
„	0,26	< 0,5 „
Glas (weiß, gelb und blau)	1,9—2,5	< 0,5 „
Flußspat	3,07	15 „
Quarz I	2,52	75 „
„ „	5,03	60 „
Quarz II	3,83	60 „
Quarz III	3,00	15 „

Auffallend ist der Unterschied zwischen den verschiedenen Quarzplatten, speziell zwischen den beiden mit I bezeichneten Platten und der Platte III. Die starke Absorption der wirksamen Strahlen durch Flußspat dürfte zum größten Teil darauf zurückzuführen sein, daß die verwendete Platte nicht sehr klar war.

Bei den stark absorbierenden Medien Glas und Glimmer betrug der Elektrometergang ohne Belichtung mehr als 2% des Elektrometerganges bei Belichtung mit absorbierender Substanz. Dies war speziell der Fall bei Glas und Glimmer von der Dicke 0,26 mm.

Aus Tabelle 1 könnte man schließen, daß die ultravioletten Strahlen allein auf Glas wirksam sind. Es scheint mir jedoch wahrscheinlich, daß auch die sichtbaren Strahlen eine, wenn auch sehr geringe Zerstreuung der negativen Elektrizität hervorbringen. Dafür sprechen einige Versuche mit einer etwas modifizierten dynamischen Methode.

An den Enden eines Lecherschen Drahtsystems wurden Kondensatorplatten angebracht. Auf diese kamen elektrodenlose Röhren zu liegen, in denen der Druck einige Millimeter Hg betrug. Die Brücke wurde verschoben, bis im Dunklem gerade keine leuchtende Entladung eintrat. Wurde die Röhre mit einer Glühlampe belichtet oder mit diffusem Sonnenlicht, so trat sofort eine leuchtende Entladung ein.

Die Erscheinung war meist erst nach einigen Vorversuchen zu erhalten. Hat man aber einmal die günstigen Versuchs-

bedingungen für das Auftreten der Erscheinung hergestellt, so reagiert die Röhre stets auf einen auffallenden Lichtstrahl.

Der Grund dieser Erscheinung dürfte in folgendem zu suchen sein: Unter dem Einfluß des Lichtes werden von dem Glas negative Elektronen, d. h. Kathodenstrahlen ausgesandt. Die Strahlung ist an und für sich schwach, bewirkt aber eine schwache Ionisation der Luft, und dadurch fällt die Spannung, die zur Einleitung einer leuchtenden Entladung nötig ist, und es wird die Entladung schon bei etwas niedrigerem Potential einsetzen. Ist dagegen keine Ionisation vorhanden, so wird keine leuchtende Entladung erzielt, da das eventuell nur wenige Volt höhere Potential, das zur Einleitung einer leuchtenden Entladung nötig wäre, gerade nicht erreicht wird.

An eine direkte Herabsetzung des Kathodenpotentiales an sich ist nicht zu denken. Dies zeigen die Versuche von W. C. Baker[1]) mit den lichtelektrisch sehr viel empfindlicheren Zn-Elektroden. Bei der Bestrahlung der Zn-Elektrode mit ultraviolettem Licht wurde der Potentialabfall an der Kathode nicht herabgesetzt, dagegen sank das Potential, das zum Einsetzen der Entladung nötig war, von 558 auf 510 Volt.

Bei den obigen Versuchen ist noch zu berücksichtigen, daß ultraviolettes Licht, wenigstens die hauptsächlich wirksamen Strahlen großer Brechbarkeit, fast gar nicht mehr vorhanden waren, denn das diffuse Sonnenlicht mußte außer durch die Glaswand der Entladungsröhre auch noch durch ein doppelwandiges Glasfenster gehen. Daß überhaupt noch eine Wirkung vorhanden war, scheint mir darauf zurückzuführen zu sein, daß die lichtelektrische Empfindlichkeit für Spannungen wie im lufterfüllten Raum in der Nähe des Funkenpotentiales[2]), so auch im luftverdünnten Raum in der Nähe des Kathodenfalles wahrscheinlich stark wächst.

Den definitiven Schluß, daß bei Glas auch die sichtbaren Strahlen eine Zerstreuung hervorbringen, möchte ich aus den obigen Versuchen noch nicht ziehen, denn es könnte immerhin noch möglich sein, daß der lichtelektrische Effekt durch eine

[1]) W. C. Baker, Cambr. Proc. Bd. 11, S. 472. 1902. Beibl. Bd. 27, S. 84. 1903.

[2]) H. Kreusler, a. a. O.

Spur von Alkalimetall[1]) bedingt ist, das durch frühere Entladungen freigemacht wurde, denn bei Alkalimetallen wirken ja besonders die sichtbaren Strahlen[2]).

c) Unipolarität der Wirkung.

Entspricht die lichtelektrische Zerstreuung Kathodenstrahlen, die von den belichteten Körper ausgehen, so muß der Charakter der lichtelektrischen Zerstreuung streng unipolar sein, wie dies in der Tat bisher stets gefunden wurde.

In Tabelle 2 sind die Ströme mit und ohne Belichtung bei wechselnder Ladung einer Glasplatte gegeben.

Tabelle 2.

Pot. der Glaspl. (Volt)	Strom (Amp.) ohne Bel.	mit Bel.
+ 1200	$0{,}12 \cdot 10^{-13}$	$0{,}21 \cdot 10^{-13}$
— 1200	$0{,}09 \cdot 10^{-13}$	$16{,}8 \cdot 10^{-13}$
+ 1200	$0{,}20 \cdot 10^{-13}$	$0{,}36 \cdot 10^{-13}$

Die Tabelle zeigt, daß auch bei positiver Ladung der Platte ein etwas größerer Strom bei der Belichtung übergeht als ohne die Belichtung. Es dürfte dies jedoch teils von der Wirkung des ultravioletten Lichtes auf die Luft[3]) herrühren, teils dadurch bedingt sein, daß an der Glasplatte diffus reflektiertes Licht auf die Platte A des Kondensators fällt, hier negative Elektrizität zerstreut und dadurch einen positiven Elektrometergang bedingt.

d) Lichtelektrische Zerstreuung an Glasplatten.

1. Die lichtelektrische Zerstreuung war für verschiedene Glasplatten verschieden, jedoch für alle untersuchten Glasplatten von derselben Größenordnung.

[1]) E. Warburg u. T. Ihmori (Wied. Ann. Bd. 27, S. 481. 1886) haben gezeigt, daß die durch Wägung gemessene Wasserhaut, welche sich bei alkalihaltigem Glas oberhalb der Temperatur des Taupunktes bildet, von einer kleinen Quantität freien oder locker gebundenen Alkalis herrührt.

[2]) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. Bd. 52, S. 433. 1894.

[3]) P. Lenard, Ann. d. Phys. Bd. 1, S. 486. 1900.

In Tabelle 3 ist der lichtelektrische Strom für $V = -1200$ Volt für verschiedene Glasplatten gegeben. Der Abstand der belichteten Oberfläche von der Kondensatorplatte A war 2 cm. Der Abstand des Flammenbogens betrug 12,5 cm. Der Strom in der Bogenlampe war 4,5 Ampère.

Tabelle 3.

Glasplatte	Dicke (cm)	Lichtelektr. Strom
1. Fensterglas, stark grünlich . . .	0,35	$4{,}5 \cdot 10^{-13}$
2. „ schwach grünlich . .	0,14	$10{,}1 \cdot 10^{-13}$
3. Weißes Glas	0,12	$16{,}4 \cdot 10^{-13}$
4. „ „	0,22	$13{,}1 \cdot 10^{-13}$
5. Spiegelglas	0,63	$5{,}5 \cdot 10^{-13}$
6. „	0,69	$6{,}5 \cdot 10^{-13}$
7. Fensterglas mit matter Oberfläche .	0,26	$16{,}4 \cdot 10^{-13}$
8. Farbiges Glas, rot	0,17	$12{,}8 \cdot 10^{-13}$
9. „ „ gelb-braun	0,22	$19{,}9 \cdot 10^{-13}$
10. „ „ grün	0,23	$12{,}3 \cdot 10^{-13}$
11. „ „ blau	0,22	$10{,}3 \cdot 10^{-13}$
12. „ „ rötlich-violett . . .	0,30	$13{,}1 \cdot 10^{-13}$

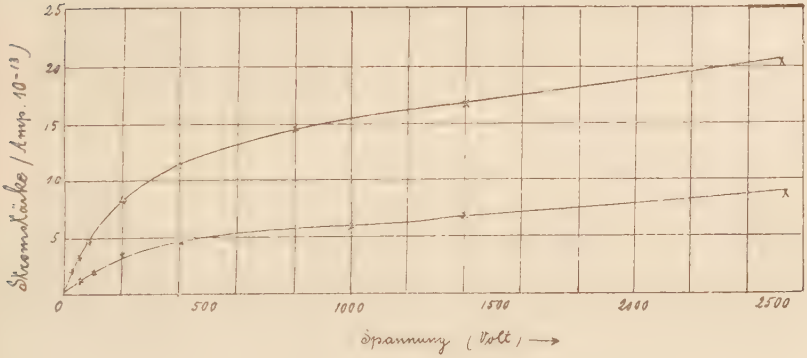
2. Die Intensität des lichtelektrischen Stromes nimmt zu mit dem Potential der Glasplatte in der für die unselbständige Strömung charakteristischen Weise.

Tabelle 4 gibt die lichtelektrischen Ströme für einige Glasplatten in ihrer Abhängigkeit vom Potential bei Atmosphärendruck. Der Abstand der Kondensatorplatte A von der Glasplatte G betrug wie oben $d = 2$ cm. Der Abstand der Lichtquelle war 12—13 cm. Die Stromstärke in der Bogenlampe ist mit J bezeichnet.

Bei den mit * versehenen Stromstärken betrug der Elektrometergang ohne Belichtung mehr als 2 % des Elektrometerganges mit Belichtung, und zwar bei 8 Volt 3 %, bei 4 Volt 10 % und bei 2 Volt 32 %. Bei 0 Volt war kein Unterschied des Elektrometerganges mit und ohne Belichtung zu beobachten. Der Elektrometergang ohne Belichtung betrug bei den niedrigen Potentialen im Maximum 0,5 Skalenteile in 90 Sekunden. In Figur 2 ist die Beziehung zwischen der Intensität des lichtelektrischen Stromes und der Spannung für die Glasplatten Nr. 9 und Nr. 1 gegeben.

Tabelle 4.

Glaspl. Nr. 9 J = 4,2		Glaspl. Nr. 1 J = 5,0		Glaspl. Nr. 6 J = 5,0	
Pot. d. Glaspl. (Volt)	Lichtelektr. Strom (Amp. 10^{-13})	Pot. d. Glaspl. (Volt)	Lichtelektr. Strom (Amp. 10^{-13})	Pot. d. Glaspl. (Volt)	Lichtelektr. Strom (Amp. 10^{-13})
— 2	< 0,04*	— 20	0,4	— 20	0,7
— 4	0,12*	— 40	1,0	— 40	1,6
— 8	0,41*	— 80	1,6	— 80	2,5
— 12	0,75	— 200	3,2	— 200	4,9
— 16	1,0	— 400	4,2	— 400	5,8
— 20	1,3	— 800	5,6	— 800	7,6
— 40	2,5	—1400	6,6	—1400	11,1
— 80	4,8	—2600	8,2	—2600	12,4
— 200	8,2				
— 400	11,4				
— 800	14,8				
—1400	16,9				
—2600	20,6				



Figur 2.

Die Kurven zeigen, daß bei Glas die Beziehung zwischen Intensität und Spannung dieselbe ist, wie sie für die lichtelektrischen Ströme bei Metallen zuerst von E. v. Schweidler[1]) gefunden wurde. Diese Beziehung stellt, wie sich gezeigt hat, überhaupt den charakteristischen Verlauf[2]) der Abhängigkeit der Stromstärke von der Spannung für jede unselbständige Strö-

[1]) E. v. Schweidler, Wien. Ber. Bd. 108, IIa, S. 273. 1899.
[2]) J. S. Townsend, Phil. Mag. (6). Bd. 1, S. 198. 1901.

mung[1]) dar, d. h. für jede Strömung, bei der die Ionisation durch einen sekundären Ionisator geschaffen wird.

Für kleine E.M.K. steigt die Intensität linear an, für die mittleren E.M.K. tritt die charakteristische Kurve des Sättigungsstromes deutlich hervor. Für die höchsten beobachteten E.M.K. zeigt die Kurve jedoch deutlich, daß ein weiteres Steigen der Intensität stattfindet.

e) Darf das Potential an der Glasoberfläche gleich dem Potential des Stanniolbeleges gesetzt werden?

Wir haben in den bisherigen Versuchen angenommen, daß die bestrahlte Glasoberfläche das Potential des Stanniolbeleges besitzt. Daß die Glasoberfläche dieses Potential annimmt, läßt sich leicht zeigen, wenn man durch eine Sonde das Potential an der Glasoberfläche bestimmt. An einen Kupferdraht war ein Stanniolstreifen von $^1/_2$ mm Breite angelötet. Das äußerste Ende des letzteren wurde an die Vorderfläche der Glasplatte angeklebt, deren hinterer Stanniolbeleg auf ein Potential V_1 geladen wurde. Das mit der Sonde verbundene Elektrometer zeigte nach einiger Zeit das Potential $V_2 = V_1$ an, sobald das Elektrometer sehr gut isoliert war. War die Isolation des Elektrometers schlecht, so war das Verhältnis V_2/V_1 stets konstant, auch wenn V_1 innerhalb der weitesten Grenzen sich änderte. Es ging dann ein Strom durch die Glasplatte und das Elektrometer zur Erde. Das Elektrometer kann daher in diesem Falle zu Sondenmessungen nur benutzt werden, wenn der Widerstand im Elektrometer so groß ist, daß der Widerstand der Glasplatte dagegen verschwindet.

Die Tatsache, daß die Oberfläche der Glasplatte das Potential des Stanniolbeleges schon nach verhältnismäßig kurzer Zeit (einigen Minuten) annimmt, berechtigt jedoch noch nicht zu der Annahme, daß bei dem lichtelektrischen Strome die Glasplatte das Potential des Stanniolbeleges hat, es wird vielmehr, wenn E das Potential des Stanniolbeleges, w der Widerstand der Glasplatte und i die Intensität des lichtelektrischen Stromes ist, das Potential e der Glasplatte gegeben sein durch:

$$e = E - iw.$$

[1]) J. Stark, Ann. d. Phys. Bd. 4, S. 402. 1901.

Nur wenn iw klein ist gegen E, sind wir berechtigt $e = E$ zu setzen.

Daß wir in der Tat bei den schwachen lichtelektrischen Strömen $e = E$ setzen können, zeigt der folgende Versuch: Da die lichtelektrische Zerstreuung an Ruß sehr viel größer ist als an Glas, so kann der durch das Ohmsche Gesetz bedingte Spannungsabfall an dem Isolator vernachlässigt werden, wenn die Zerstreuung an einer berußten Glasoberfläche nur wenig von der Zerstreuung an einer berußten Metalloberfläche abweicht. Tabelle 5 gibt einen Vergleich der Zerstreuung an einer berußten Aluminium- und Messingplatte mit einer berußten Glasplatte (Nr. 4 in Tabelle 3).

Tabelle 5.

Pot. d. Glaspl. (Volt)	Lichtelektrischer Strom in Amp. 10^{-13} bei berußtem		
	Glas	Aluminium	Messing
— 2	3,0	3,1	—
— 4	8,7	9,9	9,5
— 8	29,0	28,1	—

Aus den Beobachtungen ergibt sich, daß der lichtelektrische Strom für berußte Metall- und Glasplatten bei kleinen E.M.K. nahezu denselben Wert hat. Bei — 8 Volt war der Strom bei Glas stärker als bei Aluminium. Dies rührte von Intensitätsschwankungen der Bogenlampe her.

Um direkt den Spannungsabfall längs der Glasplatte angeben zu können, wurde die Größenordnung des Widerstandes der Glasplatte nach zwei Methoden bestimmt.

1. Die Glasplatte wurde auf beiden Seiten mit Stanniolbelegen versehen und in Paraffin eingeschmolzen, um die Oberflächenleitung zu verhindern. Der eine Stanniolbeleg wurde mit den Quadranten qq des Elektrometers (Figur 1), der andere mit dem einen Pol zweier hintereinander geschalteter Akkumulatoren verbunden, deren anderer Pol geerdet war. Wurde der Erdkontakt bei qq aufgehoben, so stellte sich ein Elektrometergang ein, der nach einigen Sekunden vollkommen konstant war; es

konnte also $\frac{dQ}{dt}$ bestimmt werden. Es ergab sich die Stromstärke zu $45 \cdot 10^{-13}$ Amp. und damit der Widerstand der Glasplatte zu $\gamma = 8{,}9 \cdot 10^{11}$ Ohm.

2. Der Widerstand einer kreisförmigen Glasplatte, die zu der Bestimmung des Verhältnisses ε/μ für Kathodenstrahlen, die von Isolatoren ausgehen, im IV. Teil dieser Abhandlung benützt wird, wurde auf folgende Weise bestimmt: Ein großer Widerstand, bestehend aus einem in Paraffin eingeschmolzenen Holzstab[1]), wurde mit einer Batterie von 3180 Volt und einem empfindlichen Galvanometer nach dem Ohmschen Gesetz bestimmt. Es wurden dann die Glasplatte und der Holzwiderstand in dem Stromkreis der Batterie hintereinander geschaltet und mit einem Warburgschen Quadrantenelektrometer der Spannungsabfall längs des Holzwiderstandes bestimmt. Es ergab sich der Widerstand der Glasplatte zu $\gamma = 4{,}13 \cdot 10^{11}$ Ohm.

Berechnet man aus dem oben gefundenen Werte des Widerstandes den Spannungsabfall längs der Glasplatte für die lichtelektrischen Ströme bei verschiedenen E.M.K., so ergibt sich für die Glasplatte Nr. 9 in Tabelle 4:

iw	$<0{,}004$	0,04	0,12	0,22	0,73	1,32	1,84
E	-2	-8	-20	-40	-200	-800	-2600

Die Abweichungen von E und e sind so klein, daß wir berechtigt sind, das Potential der Glasoberfläche gleich dem Potential des Stanniolbeleges zu setzen. In Wirklichkeit sind die Abweichungen E und e noch viel kleiner, denn wir müssen berücksichtigen, daß wir bei den obigen Versuchen die Oberflächenleitung des Glases elimiert haben, die bei den lichtelektrischen Versuchen nicht beseitigt war. Für die intensiven Ströme bei kleinen E.M.K. bei berußter Glasoberfläche müßte das Potential an der Glasoberfläche sonst wesentlich kleiner sein als an berußtem Aluminium.

Bestimmt man nach der zweiten Methode den Widerstand der Glasplatten, wenn diese nicht in Paraffin eingeschmolzen sind, so ergeben sich für die Glasplatten, die zu den Versuchen der Tabelle 3 benützt wurden, Widerstände von der Größenordnung $\gamma = 5 \cdot 10^{10}$ bis $9 \cdot 10^{10}$ (die letzteren Werte für die

[1]) E. Voigt, Ann. d. Phys. Bd. 12, S. 385. 1903.

Spiegelglasplatten). Daraus erklärt sich, daß in Tabelle 5 die lichtelektrischen Ströme an berußtem Glas fast ebenso groß waren wie an berußtem Aluminium.

f) Lichtelektrische Zerstreuung an verschiedenen Isolatoren.

Die bisherigen Beobachtungen haben sich auf Glas beschränkt, es findet jedoch auch an anderen Isolatoren eine lichtelektrische Zerstreuung statt.

Tabelle 6 enthält einige Beobachtungen bei einer Ladung des Stanniolbeleges auf — 2400 Volt. Der Strom in der Bogenlampe war 5 Amp.

Tabelle 6.

Isolator	Dicke (mm)	Lichtel. Strom Amp. 10^{-13}
Ebonit	1,05	17,8
„	2,94	70,0
„	5,07	33,5
Glimmer	0,6	18,8
Siegellack	2,85	35,2
Wachs	4,7	2,3
Kolophonium . . .	4,75	16,4

Die Platten aus Siegellack, Wachs, Kolophonium und Paraffin wurden durch Gießen der geschmolzenen Substanz auf (erwärmtes) Quecksilber erhalten.

Vergleicht man die Intensität der lichtelektrischen Ströme für die drei Ebonitplatten, so sieht man, daß deren lichtelektrische Empfindlichkeit verschieden, jedoch von derselben Größenordnung ist. Der Widerstand kann nach den Beobachtungen an den Platten verschiedener Dicke für die Intensität der Ströme nicht wesentlich in Betracht kommen. Berechnet man aus den Angaben von J. Curie[1]) für die Leitfähigkeit von Ebonit den Spannungsabfall längs der Platten, so ist das Potential an der bestrahlten Isolatorfläche um 50 resp. 600 und 500 Volt kleiner als an dem Stanniolbeleg. Der Unterschied in der lichtelektrischen Empfindlichkeit würde somit für die einzelnen Platten noch größer sein, als die Tabelle zeigt. Es ist jedoch

[1]) J. Curie, Ann. de chim. et phys. (6) Bd. 17, S. 385. 1889.

wahrscheinlich, daß infolge der Oberflächenleitung der Potentialunterschied zwischen Stanniolbeleg und Isolatoroberfläche nur wenige Volt betrug und daher praktisch nicht in Betracht kommt.

Die lichtelektrischen Ströme bei Paraffin waren äußerst schwach. Bei Verwendung sehr viel größerer Lichtintensität konnten jedoch Ströme von $1 \cdot 10^{-13}$ Amp. erzielt werden. Bei der Intensität der lichtelektrischen Ströme dürfte der Widerstand der Paraffinplatte eine wesentliche Rolle spielen.

Die Versuche haben gezeigt, daß die lichtelektrische Zerstreuung bei den Isolatoren in derselben Weise wie bei den Metallen auftritt. Die Erscheinungen unterscheiden sich für verschiedene Substanzen nur durch die Intensität der Ströme. Die Intensität der lichtelektrischen Ströme wurde für Isolatoren kleiner gefunden als für Kohle (und auch Aluminium)[1]). Der Unterschied rührt nicht von dem Widerstand der Isolatorplatten her, da der Spannungsabfall längs der Isolatorplatte vernachlässigt werden kann, wenn die Dicke der Isolatorschicht klein ist.

Nach den Versuchen von P. Lenard[2]) entspricht die Zerstreuung an Metallen Kathodenstrahlen, die von dem Metall ausgehen und in nächster Nähe desselben absorbiert werden. Dasselbe trifft auch für Isolatoren zu, da, wie spätere Versuche zeigen werden, im Vakuum unter dem Einfluß von ultraviolettem Licht von einer negativ geladenen Isolatorplatte ebenfalls Kathodenstrahlen ausgehen.

---

[1]) Ein Vergleich mit anderen Metallen wurde nicht durchgeführt, und die Versuche von anderen Beobachtern lassen sich zum Vergleich schwer heranziehen, da die Intensität der ultravioletten Strahlungsquellen bei verschiedenen Beobachtern verschieden war. Es dürfte jedoch die lichtelektrische Empfindlichkeit von Ebonit der Empfindlichkeit einzelner Metalle wenig nachstehen.

[2]) P. Lenard, Ann. d. Phys. Bd. 2, S. 359. 1900.

II. Teil.

Untersuchungen über Entladungen bei tiefen Drucken und speziell über Striktionskathoden.

Bei einer Verengerung des Querschnittes in der positiven Säule treten an der der Anode zugewandten Seite der engen Röhre Kathodenerscheinungen[1]) auf, die mit abnehmendem Druck immer stärker hervortreten. Ich bezeichne diese Erscheinungen im folgenden stets nach E. Wiedemann und G. C. Schmidt[2]) als Striktionskathoden zum Unterschied von den sekundären Kathodenerscheinungen, die bei diskontinuierlichen Entladungen an den Sonden, beim Berühren der Wand des Entladungsrohres etc. auftreten. An der der Kathode zugewandten Seite der engen Röhre tritt Anodenlicht auf.

Bei tiefen Drucken treten an der Striktionskathode sowohl bei kontinuierlichen als bei diskontinuierlichen Entladungen Kathodenstrahlen auf, die den Ausgangspunkt für die folgenden Untersuchungen bilden.

Die gewöhnlichen Kathodenstrahlen verdanken ihre Starrheit oder im Sinne der Jonentheorie ihre Geschwindigkeit dem Kathodenfall. Bei den Striktionskathodenstrahlen muß die Quelle der Energie erst gesucht werden. E. Wiedemann und G. C. Schmidt[3]) haben darauf hingewiesen, daß möglicherweise an der Austrittsstelle ein Potentialsprung vorhanden sei.

Eine Beantwortung der Frage konnte nur auf Grund von Potentialmessungen in der positiven Säule bei Veränderung des Querschnittes der Leiterbahn getroffen werden. Fast sämtliche Bestimmungen der Potentialgradienten in der positiven Säule haben sich bisher auf Drucke oberhalb 1 mm Hg beschränkt. Der Grund dafür dürfte einerseits darin liegen, daß bei den tiefen Drucken Schichtung eintritt und ein großer Teil der Forscher sich auf die ungeschichtete positive Säule beschränkt

[1]) E. Goldstein, Wied. Ann. Bd. 11, S. 839. 1880. Eine vollständige Zusammenstellung der Literatur über Striktionskathoden findet sich bei J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. Leipzig, 1902, S. 148.

[2]) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. Bd. 66, S. 325. 1898.

[3]) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, a. a. O., S. 331.

hat, anderseits aber dürfte der Grund vor allem in der folgenden experimentellen Schwierigkeit zu suchen sein. Damit durch eine Entladungsröhre ein Strom hindurchgeht, muß an den beiden Enden eine bestimmte Spannungsdifferenz vorhanden sein. Um die Entladung einzuleiten, muß eine Potentialdifferenz zur Verfügung stehen, die größer ist als die während des Stromdurchganges herrschende Potentialdifferenz der Gesamtentladung. Unterscheidet sich die E.M.K. unserer Hochspannungsbatterie nur wenig von der letzteren, so wird es selbst nach Einleitung des Stromes durch eine Hilfsentladung niemals möglich sein, einen kontinuierlichen Strom durch das Entladungsrohr zu senden, wie es die Messung mit Sonden verlangt.

Nach zahlreichen Versuchen sinkt mit abnehmendem Druck das Gesamtentladungspotential erst bis zu einem Minimum und steigt dann wieder stark. Das letztere beruht darauf, daß auf der positiven Säule der Potentialgradient stetig abnimmt, an der Kathode dagegen der Potentialabfall zwar konstant bleibt, bis sie vollständig mit Glimmlicht bedeckt ist, dann aber sehr schnell wächst. Der Anodenfall ist in den meisten Fällen klein.

Der Kathodenfall kann mehrere Tausend Volt betragen. Erst wenn es gelang, diesen Kathodenfall wegzuschaffen, war zu erhoffen, die Beobachtungen bis auf die tiefsten Drucke auszudehnen. Als Hilfsmittel hierzu dienten zum Glühen erhitzte Elektroden. Schon bei reinem Platin gelingt es nach W. Hittorf und E. Goldstein[2]) durch Erhitzen bis zur Weißglut, den Kathodenfall fast auf Null zu reduzieren. Dasselbe ist bei Kohlenfäden der Fall. Reines Platin zu verwenden ist aber nicht praktisch, da die Drähte leicht durchschmelzen. Die von A. Wehnelt[3]) gemachte Beobachtung, daß mit gewissen Metalloxyden bedeckte Platindrähte schon bei relativ niedriger Temperatur den Kathodenfall auf Null herabsetzen, gestatten die Beobachtungen in Entladungsröhren bis zu den tiefsten Drucken auszudehnen.

Trotzdem es gelingt, mit Hilfe der glühenden CaO-Platinelektroden dem Kathodenfall jeden beliebigen Wert zu erteilen,

---

[1]) W. Hittorf, Wied. Ann. 21, S. 119. 1884.

[2]) E. Goldstein, Wied. Ann. 24, S. 79. 1885.

[3]) A. Wehnelt, Sitz.-Ber. d. phys.-med. Soz. in Erlangen Bd. 35, S. 115. 1903; Ann. d. Phys. Bd. 14, S. 425. 1904.

war es häufig schwierig, kontinuierliche Entladungen zu bekommen. Es ist daher im folgenden zunächst eine Reihe von Beobachtungen über Kontinuität und Diskontinuität der Entladungen mitgeteilt. Es folgen dann Potentialmessungen bei den kontinuierlichen Entladungen und einige Beobachtungen über die Potentialverteilung bei einer scheinbar kontinuierlichen Entladung. Bei den Potentialmessungen ergab sich mitunter ein anormal hoher Anodenfall, über dessen Auftreten einige Beobachtungen angestellt wurden, da er neben den Kathodenstrahlen, die an einer Striktionskathode auftreten, eine zweite Möglichkeit gibt, das Verhältnis ε/μ für Kathodenstrahlen zu bestimmen, die im Gase selbst ihren Ursprung nehmen. Es folgen dann noch einige Beobachtungen über die magnetische Ablenkung von Striktionskathodenstrahlen und deren Beziehungen zu den Potentialmessungen.

1. Kontinuitäten und Diskontinuitäten bei Entladungen.

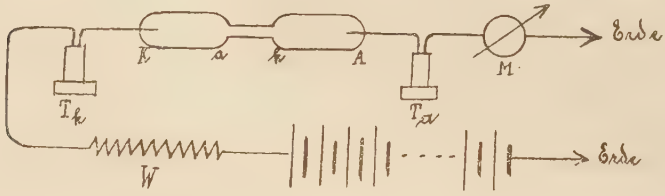
a) Formen der Entladung.

Im folgenden sollen zunächst die äußeren Erscheinungen beschrieben werden, wie sie bei Entladungsröhren von variabelem Querschnitt, z. B. bei den gewöhnlichen Geißlerschen Röhren, bei tiefen Drucken beobachtet wurden. Es treten hier zwei Entladungsformen[1]) auf, die im folgenden als empfindliche und unempfindliche bezeichnet werden sollen. Bei ersterer Entladungsform erweisen sich einzelne Teile der Entladungsröhre gegen genäherte Leiter stark empfindlich, bei der anderen dagegen ist dies nicht der Fall. Die beiden Entladungsformen decken sich nicht mit der Einteilung in kontinuierliche und diskontinuierliche Entladungen. Es soll daher im folgenden die Entladung stets auf ihre Kontinuität näher untersucht werden.

Als Stromquelle für die Entladungsröhren diente eine Hochspannungsbatterie von 3000 Volt, deren negativer Pol durch

[1]) Ähnliche Erscheinungen, wie sie im folgenden für tiefe Drucke beschrieben sind, wurden von M. Toepler auch bei Dauerentladung durch Luft von Atmosphärendruck beschrieben. Man vergleiche speziell über Grenzstromstärken und die Begleiterscheinungen beim Übergang von einer Entladungsform in die andere M. Toepler, Wied. Ann. Bd. 66, S. 660. 1898, und Ann. d. Phys. Bd. 6, S. 339. 1901.

einen Jodkadmiumwiderstand W und das Telephon T_k mit der Kathode K des Entladungsrohres verbunden war. Der geerdete positive Pol der Batterie war durch ein Milliamperemeter M und ein Telephon T_a mit der Anode A verbunden. (Figur 3.)



Figur 3.

Als Kathode diente ein glühender Platindraht, der mit CaO bedeckt war[1]).

Bei den kleinsten verwendbaren Stromstärken im Entladungsrohr trat nur die empfindliche Entladungsform auf. Steigt die Stromstärke, so sind von einer bestimmten Stromstärke i_1 an beide Entladungsformen möglich, und oberhalb einer gewissen Stromstärke i_2 tritt nur noch die unempfindliche Entladungsform auf. Innerhalb des Stromintervalles i_1 und i_2 hängt die Entladungsform vom Glühzustand der Kathode ab. Die Grenzstromstärken[2]) i_1 und i_2 hängen außer vom Druck auch von den Kapazitätsverhältnissen des Rohres ab, wie sie durch die Dimensionen von Ka, ak und kA, durch Einführung von Sonden etc. bestimmt sind.

Die beiden Entladungsformen unterscheiden sich dem äußeren Aussehen nach besonders deutlich, wenn Wasserstoff[3]) in der Röhre vorhanden ist, und sollen daher für diesen Fall besonders beschrieben werden.

1. Unempfindliche Entladungsform (große Stromstärken). Die positive Säule erfüllt in den weiten Röhrenteilen den ganzen Querschnitt und ist bis zu den tiefsten Drucken stets geschichtet, während in der engen Röhre bei den tiefen

---

[1]) S. S. 40.

[2]) S. S. 64.

[3]) S. S. 39. Über die Färbung der Schichten bei Wasserstoff vgl. W. Crookes, Proc. Roy. Soc. Bd. 69, S. 399. 1902; Beibl. Bd. 27, S. 958. 1903.

Drucken die Schichtung verschwunden ist. Der Druck, bei dem die Schichtung verschwindet[1]), hängt von dem Querschnitt des engen Rohres ab und wurde für verschieden lange Röhren verschieden gefunden, ändert sich also auch mit der Länge (Kapazität) der Röhre.

An der Anode bei *A* und ebenso an der Striktionsanode bei *a* sitzt ein roter Lichtpunkt, der von einem blauen Saum umgeben ist. Es folgen dann in beiden Fällen blaßrote Schichten, die bei höheren Drucken alle am Schichtenkopf von einem scharf begrenzten blauen Saum umgeben sind. Bei den tiefen Drucken dagegen ist dies nur für die erste Schicht der Fall, die an den Faradayschen dunklen Raum grenzt, der die positive Säule von dem Glimmlicht an der Striktionskathode bei *k*, resp. an der glühenden Kathode bei *K* scheidet. In einem Falle wurde der blaue Saum auch für die letzten beiden Schichten vor dem Faradayschen dunklen Raum beobachtet, während bei allen übrigen Schichten der Schichtenkopf keine blaue Umgrenzung aufwies.

Die Entladung erscheint im rotierenden Spiegel und mit Telephon meist kontinuierlich. Ist dies nicht der Fall, so läßt sich durch Änderung des Glühzustandes der Kathode leicht eine kontinuierliche Entladung erzielen.

2. Empfindliche Entladungsform (kleine Stromstärken). Die positive Säule ist im engen und in den meisten Fällen auch im weiten Rohr ungeschichtet. In dem weiten Rohre tritt jedoch mitunter Schichtung auf. Der Querschnitt, der von der positiven Säule in der weiten Röhre eingenommen wird, ist kleiner als bei der unempfindlichen Entladungsform. Der blaue Saum der Anodenschicht, der positiven Säule gegen den dunklen Raum, resp. der einzelnen Schichten ist verschwunden.

So lange man nicht zu sehr kleinen Stromstärken übergeht, ist es durch Änderung des Glühzustandes der Kathode und des Widerstandes des Schließungskreises in den meisten Fällen zu erreichen, daß die Entladung als vollkommen kontinuierlich erscheint. Es ist dann weder mit Telephon in Zu- und Ableitung, noch mit rotierendem Spiegel eine Diskontinuität zu beobachten. Trotzdem zeigt sich die Ent-

[1]) Vgl. S. 43 u. S. 94.

ladung gegen genäherte Leiter empfindlich, mögen diese der Entladungsröhre nur genähert oder in die Entladungsröhre selbst gebracht werden, wie dies bei der Einführung von Sonden der Fall ist. Besonders empfindlich sind die Röhrenteile in der Nähe der Kathode. Durch Anlegen des Elektrometers an die Sonden in dem Röhrenteil *Ka* und in der ersten Hälfte von *ak* geht die gegenüber Telephon und rotierendem Spiegel kontinuierlich erscheinende Entladung leicht in eine nachweisbar diskontinuierliche über. Oft genügt schon ein Berühren der Glaswand der betreffenden Röhrenteile, um eine Diskontinuität hervorzurufen. Aber selbst wenn mit rotierendem Spiegel und Telephon die Entladung vollständig kontinuierlich erscheint und diesen kontinuierlichen Charakter auch beibehält beim Berühren der Glaswand und beim Anlegen des Elektrometers oder einer anderen Kapazität an die Sonden, so tritt doch in den meisten Fällen an der Berührungsstelle resp. an den Sonden ein dunkler Raum auf, und zwar ist dieser dunkle Raum wiederum besonders groß in den Röhrenteilen in der Nähe der Kathode, während im Striktionsglimmlicht und in der Nähe der Anode der dunkle Raum meist sehr wenig, mitunter auch überhaupt nicht sichtbar ist.

Ging man durch Änderung der Stromstärke (oder durch Änderung des Glühzustandes der Kathode) von der unempfindlichen zu einer empfindlichen Entladung über, die gegenüber rotierendem Spiegel und Telephon kontinuierlich erschien, so zeigten sich beim Übergang starke Diskontinuitäten, die mit den genannten Kriterien leicht nachweisbar waren.

b) Diskontinuitäten in einzelnen Teilen der Entladungsröhre.

Bevor ich auf die Kontinuität und Diskontinuität der oben besprochenen Entladungsformen weiter eingehe, teile ich einige Beobachtungen mit, die mir für die Beurteilung des Entladungsvorganges in einem verdünnten Gase von Bedeutung erscheinen. Es zeigte sich nämlich, daß mitunter in einzelnen Teilen der Entladungsröhre eine Diskontinuität mit rotierendem Spiegel und Telephon nachzuweisen war, während in den anderen Teilen der Entladungsröhre die Entladung den angewandten Kriterien gegenüber kontinuierlich erschien.

Ähnliche Erscheinungen wurden gelegentlich von O. Lehmann[1]) und E. Wiedemann und G. C. Schmidt[2]) beobachtet.

So schreibt O. Lehmann bei Beobachtungen über den Einfluß der Form des Gefäßes auf die Entladung: „Hat die Röhre eine Form, wie die bekannten Spektralröhren, so findet die Entladung in den weiten Teilen ungestört statt. Die Elektrizität strömt aber nicht durch das Kapillarrohr, sondern dient zunächst dazu, dasselbe nach der Art des bei Influenzmaschinen gebräuchlichen Röhrenkondensators zu laden. Erst wenn dort das Potentialgefälle groß genug geworden, geht die Entladung wirklich durch die ganze Röhre. Die Entladung am Kapillarrohr erfolgt in größeren Pausen als die in den Erweiterungen, sie entladet aber auch mehr Elektrizität und erscheint somit intensiver."

E. Wiedemann und G. C. Schmidt beobachteten bei Trichterröhren bei einem Druck unter 0,5 mm Hg eine kontinuierliche Entladung, die von einzelnen diskontinuierliche Entladungen durchsetzt wurde. Im rotierenden Spiegel zeigten sich dabei die folgenden Erscheinungen: „Man hat dann allgemein ein kontinuierliches, entsprechend den Schichten aus hellen und dunklen Stellen bestehendes Band, an das sich eine disruptive ungeschichtete Entladung anschließt, die das ganze Rohr durchsetzt, und der entsprechend an der Kathode eine besonders helle Stelle eintritt. Dieser besonders hellen Entladung folgt dann eine kontinuierliche. Bei nicht zu tiefen Drucken ist das dem Trichter entsprechende Lichtband ganz kontinuierlich". In den weiten Röhrenteilen dagegen wird durch die disruptive Entladung die Entladung im Rohre teilweise unterbrochen. „An die disruptive Entladung schließt sich durch einen dunklen Raum scharf abgesetzt das kontinuierliche Band; dasselbe tritt aber sonderbarerweise nicht auf der ganzen Strecke gleichzeitig auf, sondern an den der Kathode zunächst gelegenen Teilen schneidet ein dunkler, nach der Anode zu spitz verlaufender Raum in die Entladung, und zwar sowohl an der wirklichen Kathode, als auch an der sekundären, an der Verengerung des Rohres entstehenden. Der dunkle Trennungsraum verkürzt sich gleich-

[1]) O. Lehmann, Wied. Ann. Bd. 22, S. 321. 1884.
[2]) E. Wiedemann und G. C. Schmidt, a. a. O., S. 335.

sam. Das jeder einzelnen Schicht entsprechende Lichtband ist zugespitzt.“

Bei meinen Versuchen wurden mit der in Figur 3 angegebenen Versuchsanordnung folgende Fälle von Diskontinuitäten beobachtet, die nur in einzelnen Röhrenteilen nachweisbar waren, und die im folgenden kurz als lokale Diskontinuitäten bezeichnet werden sollen.

1. Fall: Das Telephon T_k tönt, während in T_a kein Ton zu hören ist. Im rotierenden Spiegel erscheint *ak* und meist auch *Ka* schwach diskontinuierlich, während *kA* kontinuierlich erscheint. (Beobachtet bei Röhren, bei denen die Länge der weiten Röhrenteile *Ka* und *kA* klein war.)

2. Fall: In beiden Telephonen ist kein Ton zu hören. *Ka* und *kA* erscheinen im Spiegel kontinuierlich, *ak* erscheint (mitunter sehr stark) diskontinuierlich. (Beobachtet bei Röhren, bei denen die Länge der weiten Röhrenteile *Ka* und *kA* groß war.)

3. Fall: Im Telephon T_k ist kein Ton zu hören, während T_a tönt. *Ka* und *ak* erscheinen im Spiegel kontinuierlich, ebenso das Glimmlicht bei *k* und die positive Säule in *kA*, dagegen treten in der Anodenschicht Diskontinuitäten auf. Waren keine Diskontinuitäten, sondern nur Intensitätsschwankungen an der Anode zu beobachten, so gab das Telephon meistens nur ein Geräusch an.

4. Fall: In beiden Telephonen ist kein Ton zu hören. Im rotierenden Spiegel zeigen sich Diskontinuitäten an der Anodenschicht wie bei Fall 3.

Die Fälle 1 und 2 wurden nur bei der empfindlichen Entladungsform beobachtet, während die Fälle 3 und 4 bei beiden Formen der Entladung auftreten.

Die Telephone habe ich bei den beschriebenen Beobachtungen lokaler Diskontinuitäten stets miteinander vertauscht, um mich zu vergewissern, daß die Erscheinung nicht etwa durch eine verschiedene Empfindlichkeit derselben bedingt war. Sieht man zunächst davon ab, ob die einzelnen Entladungsformen als kontinuierlich oder diskontinuierlich anzusehen sind, so kann man jedenfalls aus den vorhergehenden Beobachtungen den Schluß ziehen:

Die Periode der Entladung kann für die Entladungsröhre selbst, für die Zuleitung und für die Ableitung verschieden sein. Ebenso kann die Zahl

der Entladungen in gleichen Zeiten für einzelne Teile der Entladungsröhre eine verschiedene sein.

Faßt man die kontinuierliche Entladung als Grenzfall auf, in dem die Zahl der Entladungen in einer Sekunde unendlich groß ist, so ist die Erscheinung, daß die Entladung in einzelnen Teilen der Röhre kontinuierlich, in anderen diskontinuierlich ist, auch in dem obigen Satze enthalten.

c) Kriterien für die Kontinuität.

Nachdem durch die Versuche von W. Hittorf[1]) und H. Hertz[2]) die Möglichkeit einer kontinuierlichen Entladung nachgewiesen worden ist, hat man sich daran gewöhnt, die Kontinuität des Entladungsstromes durch Einschalten eines Telephones in den Stromkreis zu prüfen. Die oben mitgeteilten Versuche haben gezeigt, daß es in vielen Fällen zweifelhaft erscheinen muß, ob die Entladung kontinuierlich ist, wenn das Telephon schweigt.

Betrachten wir zunächst die unempfindliche Entladung, soweit sie mit Telephon und rotierendem Spiegel kontinuierlich erscheint, so liegt kein Grund vor, diese Entladung als diskontinuierlich zu bezeichnen, so lange man nicht die Möglichkeit einer kontinuierlichen Entladung in Abrede stellt. Für die Kontinuität dieser Entladungsform spricht auch ihr ganzes Verhalten gegenüber Kapazitäten und Potentialmessungen, wie im folgenden sich zeigen wird.

Anders liegt dagegen die Sache bei der empfindlichen Entladungsform, die entschieden als diskontinuierlich anzusehen ist. Wir wollen sie im folgenden, soweit sie mit rotierendem Spiegel und Telephon kontinuierlich erscheint, als scheinbar kontinuierliche Entladung bezeichnen.

Beim Anlegen von Kapazitäten an die Sonden tritt bei der kontinuierlichen Entladung kurze Zeit ein dunkler Raum auf, er verschwindet aber, wenn die Kapazität geladen ist. Bei der diskontinuierlichen Entladung dagegen lädt und entlädt sich die angelegte Kapazität, und daher tritt an der Sonde dauernd ein dunkler Raum auf, was bei der kontinuierlichen Entladung nicht möglich ist.

---

[1]) W. Hittorf, Wied. Ann. Bd. 20, S. 705. 1883.

[2]) H. Hertz, Wied. Ann. Bd. 19, S. 782, 1883.

Da die Zahl der Entladungen für verschiedene Teile der Entladungsröhre eine verschiedene sein kann, wie wir oben gesehen haben, so ist das Telephon zur Beurteilung der Diskontinuität von vornherein nur mit Vorsicht zu gebrauchen. Versagt das Telephon in den beiden ersten Fällen der oben aufgezählten lokalen Diskontinuitäten, so wird es immer noch wahrscheinlich erscheinen, daß bei Vergrößerung der Empfindlichkeit des Telephones eine Diskontinuität nachzuweisen gewesen wäre. Dagegen muß bei Fall 3 und 4, soweit diese Fälle sich auf die unempfindliche Entladungsform beziehen, die Entladung in den Teilen der Röhre als kontinuierlich angesehen werden, in denen keine Diskontinuität nachzuweisen war, solange man nicht die Möglichkeit einer kontinuierlichen Entladung in Abrede stellt.

Es kann somit die Entladung in einzelnen Teilen der Röhre kontinuierlich, in anderen diskontinuierlich sein, und daher kann aus der Kontinuität in der Zu- oder Ableitung nicht auf die Kontinuität im Entladungsrohre geschlossen werden.

Die Stromstärken lagen bei meinen Beobachtungen zwischen 0,1 u. $10 \cdot 10^{-3}$ Ampère, also weit über den Minimalstromstärken, die von den verschiedenen Beobachtern[1]) als Grenze angegeben werden, bei der das Telephon eben noch einen wahrnehmbaren Ton hervorbringt. Die glühende Elektrode war in den Fällen, in denen die Diskontinuitäten auf das ganze Rohr sich erstreckten, auf das Telephon nur insofern von Einfluß[2]), als sich die Zahl der Entladungen mit dem Glühen änderte. Zeigten z. B. im Fall 2 der lokalen, nachweisbaren Diskontinuitäten die beiden weiten Röhren dieselbe Periode der Diskontinuität wie die Kapillare, so tönten beide Telephone laut.

Der rotierende Spiegel hat einen Vorzug vor dem Telephon, er gibt uns ein direktes Kriterium für die Stetigkeit oder Unstetigkeit der Entladung, solange die Zahl der Entladungen nicht zu groß wird. Bei dem Telephon dagegen wird aus der Kontinuität in der metallischen Zuleitung auf die Kontinuität im Entladungsrohr geschlossen. Nach den Berechnungen

---

[1]) Vgl. A. Winkelmann, Handbuch d. Physik Bd. III 2, S. 525. 1895.
[2]) Vgl. J. Stark, Ann. d. Phys. Bd. 1, S. 430. 1900.

von E. Wiedemann[1]) kann der Fall eintreten, daß die Rotationsgeschwindigkeit des Spiegels nicht genügt, um die Einzelentladungen voneinander zu sondern, und daß daher die an und für sich diskontinuierliche Entladung im rotierenden Spiegel kontinuierlich erscheint.

Da die Grenze der Hörbarkeit eines Tones bei 40000 Schwingungen[2]) in einer Sekunde liegt, so versagt auch das Telephon bei einer so großen Anzahl von Entladungen in einer Sekunde.

Die Empfindlichkeit gegen genäherte Leiter kann in sehr vielen Fällen dazu dienen, die Diskontinuität nachzuweisen[3]). Unempfindlichkeit gegen genäherte Leiter kann jedoch nicht als Kriterium der Kontinuität dienen, da eine diskontinuierliche Entladung durch Einschalten von Funkenstrecken mehr oder weniger empfindlich gemacht werden kann[4]). Auch nach den oben mitgeteilten Beobachtungen treten vielfach bei diskontinuierlichen Entladungen keine wahrnehmbaren Dunkelräume an den Sonden auf; von einer Empfindlichkeit gegen genäherte Leiter war dann aber keine Rede mehr.

Auch der Kondensator, der zu der Entladungsröhre parallel geschaltet wird, versagt in vielen Fällen als Kriterium für die Kontinuität oder Diskontinuität der Entladung, da durch ihn in vielen Fällen die Art der Entladung geändert wird, wie die im folgenden gegebenen Versuche zeigen.

Wir haben somit kein für alle Fälle anwendbares Kriterium zur Bestimmung der Kontinuität oder Diskontinuität der Entladung.

Für gewöhnlich wird jedoch der Nachweis der Kontinuität mit Telephon oder rotierendem Spiegel verbunden mit Unempfindlichkeit der Entladung gegen genäherte Leiter genügen, um über die Kontinuität der Entladung zu entscheiden. Zu bemerken ist allerdings, daß z. B. bei Fall 4 der lokalen Dis-

---

[1]) E. Wiedemann, Wied. Ann. Bd. 10, S. 244. 1880.

[2]) O. Chwolson, Lehrbuch der Physik Bd. II, S. 135. 1904.

[3]) Kontinuierlich verlaufende, periodische Änderungen der Stromstärke im Entladungsrohre müssen dabei ausgenommen werden, da bei ihnen ebenfalls dunkle Räume auftreten werden.

[4]) Nähere Angaben über den Einfluß von Funkenstrecken finden sich bei: G. Wiedemann, Die Lehre von der Elektrizität. Braunschweig 1885, Bd. IV. 1. Abt., S. 505 ff. (Elektroskopische Ladungen auf der Oberfläche und im Innern der Entladungsröhren.)

kontinuitäten ohne rotierenden Spiegel keine Diskontinuität nachzuweisen ist.

d) Einfluſs einer Kapazität auf die Entladung.

Um zu einem Verständnis der im vorhergehenden als lokale Diskontinuitäten bezeichneten Erscheinungen zu gelangen, wollen wir im folgenden auf den Einfluß eingehen, den ein Kondensator auf eine Entladungsstrecke ausübt, wenn er dieser parallel geschaltet wird. Unter diese Betrachtung wird auch die Bestimmung der Empfindlichkeit einer Entladung gegen genäherte Leiter (Finger) fallen, denn die dabei auftretenden Phänomene sind nichts anderes als Kondensatorwirkungen, bei denen das leitende Gas und der genäherte Leiter die Belege eines Kondensators sind, die Glaswand des Gefäßes und die atmosphärische Luft aber die Rolle des Dielektrikums spielen.

1. Einfluß einer parallel geschalteten Kapazität auf die kontinuierliche Entladung.

W. Hittorf[1]) hat beobachtet, daß bei Verbindung der Elektroden eines Entladungsrohres mit den Belegen eines Kondensators Diskontinuitäten auftreten bei Stromstärken, bei denen ohne Kondensator der Stromdurchgang durch die Röhre vollkommen kontinuierlich war. Durch Steigerung der Stromstärke ließ sich wieder eine kontinuierliche Entladung erzielen, und dieselbe blieb kontinuierlich, wenn jetzt die Stromstärke wieder verkleinert wurde. Wurde in die Zuleitung des Kondensators ein großer Widerstand eingeschaltet, so blieb beim Anlegen des Kondensators die Entladung kontinuierlich und behielt diesen kontinuierlichen Charakter auch bei, wenn der Widerstand allmählich ausgeschaltet wurde. Nur in der Nähe der Grenzstromstärke (d. i. die Stromstärke, unterhalb deren eine kontinuierliche Entladung nicht möglich ist) durfte der Widerstand unter eine bestimmte Größe nicht erniedrigt werden, wenn die Entladung kontinuierlich bleiben sollte.

Versuche von O. Lehmann[2]) haben ergeben, daß eine kontinuierliche Entladung auch bei großen Stromstärken in eine diskontinuierliche übergeht, wenn die Kapazität des parallel ge-

---

[1]) W. Hittorf, Wied. Ann. Bd. 20, S. 723 ff. 1883.
[2]) O. Lehmann, Wied. Ann. Bd. 56, S. 333. 1895.

schalteten Kondensators nur groß genug ist. O. Lehmann verwendet zu seinen Versuchen ein elektrisches Ei mit starken Kupferelektroden. Die Glimmentladung blieb überhaupt aus, wenn die parallel geschaltete Kapazität 2 Mikrofarad betrug, und es trat dann statt derselben eine mehr oder weniger rasche Aufeinanderfolge blendend heller, roter Funken auf, die bei Steigerung der Stromstärke in eine scheinbar konstante Lichtbogenentladung von gleichem Aussehen überging.

Wird die Kapazität nicht an die Elektroden angelegt, sondern einer Strecke der Entladung parallel geschaltet, so treten dieselben Erscheinungen auf. Bei einer Röhre von der Form Fig. 4 *b* (S. 40), deren weite Röhrenteile einen Durchmesser von 3 cm und eine Länge von 24 cm hatten, während die enge Röhre einen Durchmesser von 0,4 cm und eine Länge von 12 cm hatten, wurden Sonden vor *a* und nach *k* eingeführt (Figur 3), die nach Art der Kathode durch einen Hilfsstrom[1]) zum Glühen gebracht werden konnten. Bei einem Druck von $p = 0{,}07$ mm Hg und einer Stromstärke von $i = 6{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp. blieb die Entladung kontinuierlich, wenn eine große Kapazität an die kalten Sonden angelegt wurde, und sie blieb auch noch kontinuierlich, wenn die Sonde bei *a* geglüht wurde. Wurde dagegen die Sonde bei *k* geglüht, so traten mitunter einige diskontinuierliche Entladungen auf. Wurden beide Sonden gleichzeitig geglüht, so traten starke Diskontinuitäten auf.

Wir sehen daraus, daß die Erscheinungen in diesem Falle vollkommen analog sind mit den oben mitgeteilten Beobachtungen von W. Hittorf und O. Lehmann. Der Kathodenfall an den Sonden spielt die Rolle eines großen Widerstandes. Werden die kalten Sonden mit der Kapazität verbunden, so geht ein Zweigstrom vom Gas nach der Kapazität und lädt diese allmählich auf, entsprechend dem kleinen Kathoden- und Anodenfall für kleine Zweigströme, wie sie sich aus den Versuchen von C. A. Mebius[2]) ergeben haben. Sind dagegen die Sonden glühend, so wird der Kathodenfall auch für große Stromintensitäten Null, der Kondensator lädt sich rasch und entzieht dem Entladungsrohre plötzlich große Elektrizitätsmengen; da-

[1]) Über die Verwendung glühender Sonden s. S. 57.

[2]) C. A. Mebius, Wied. Ann. Bd. 59, S. 695. 1896.

durch wird der Strom in der Röhre unterbrochen, und es treten Diskontinuitäten auf. Beim Glühen der Sonde bei *a* allein tritt keine Diskontinuität auf. Der Grund dafür dürfte darin zu suchen sein, daß die Sonde vor *a* im ersten Stadium einer Diskontinuität als Einströmungspunkt negativer Elektrizität, also als Anode wirkt und der Anodenfall durch das Glühen nach den Versuchen von A. Wehnelt[1]) nicht wesentlich geändert wird. Anders liegt die Sache beim Glühen der Sonde bei *k*. Hier wirkt die Sonde in dem ersten Moment der Diskontinuität als Kathode, und daher treten einzelne Diskontinuitäten auf, die natürlich größer werden, wenn auch durch Glühen der Sonde bei *a* der Kathodenfall klein wird, denn im zweiten Stadium der Diskontinuität wird die Sonde bei *a* als Kathode und die bei *k* als Anode wirken.

Die Versuche zeigen, daß jede an sich kontinuierliche Entladung durch parallel geschaltete Kapazitäten in diskontinuierliche Entladungen übergeführt werden kann, und dabei wird die Entladung gegen parallel geschaltete Kapazitäten um so empfindlicher sein, je mehr die Stromstärke der Grenzstromstärke der Kontinuität sich nähert.

2. Einfluß einer parallel geschalteten Kapazität auf diskontinuierliche Entladungen.

Zu den folgenden Versuchen diente wieder eine Röhre von der Form Figur 4 b. Der Durchmesser der Kapillare betrug hier 0,1 cm. Durch die Röhre wird der Strom einer 20 plattigen Influenzmaschine geschickt und durch Regulieren des Glühzustandes der Kathode wird leicht erreicht, daß eine rasche Aufeinanderfolge von einzelnen Entladungen stattfindet. Jede Einzelentladung entspricht im allgemeinen einer aperiodischen Kondensatorentladung. Eine mathematische Behandlung ist schwierig vor allem wegen der vollkommenen Unkenntnis der in Rechnung zu setzenden Größen[2]). Wir werden den ganzen

---

[1]) A. Wehnelt, a. a. O. S. 452.

[2]) Für die Entladung einer Leydner Flasche kommen drei Größen in Betracht: Kapazität, Widerstand und Selbstinduktion. Kapazitätsbestimmungen liegen für Entladungsröhren wohl einige vor (s. auch S. 35), dagegen ist es schwer, über die dem Ohmschen Widerstand bei flüssigen und festen Körpern entsprechende Beziehung zwischen Stromstärke und Spannung bei Gasen etwas zu sagen. (Vgl. W. Kaufmann, Physikal.

Vorgang als einen periodischen ansehen können, insofern aperiodische Zustände nach einer gewissen Zeit immer wiederkehren.

Wollten wir jedoch die Verhältnisse bei Parallelschaltung einer Kapazität mit einer Strecke der Entladung vergleichen mit den Verhältnissen bei der Parallelschaltung einer Kapazität mit einem Leiter mit Selbstinduktion, der von einem periodischen Strome durchsetzt wird, so stoßen wir auf wesentliche Unterschiede zwischen den Erscheinungen, ganz abgesehen davon, daß ein Vergleich eines metallischen Leiters mit einem leitenden Gas, bei dem ein großer Teil der Stromenergie lediglich dazu dient, das Gas in den leitenden Zustand zu versetzen, immer bedenklich erscheinen muß, selbst wenn man sich des wesentlichen Unterschiedes stets bewußt bleibt.

Bei einem Wechselstrom haben wir es mit einer erzwungenen Schwingung zu tun. Die Zahl der Wechsel wird daher nicht geändert durch einen parallel geschalteten Kondensator, es findet lediglich eine Phasenverschiebung zwischen den beiden Stromzweigen statt. Nehmen wir dagegen den Fall unseres Entladungsrohres, das von aufeinanderfolgenden aperiodischen Stromstößen durchsetzt wird, so ändert sich die Zahl der Entladungen. Ist die angehängte Kapazität nicht zu klein, so ist die Zahl der Entladungen in den engen und weiten Röhrenteilen nicht mehr dieselbe. Die bei der ersten Entladung im weiten Rohr übergehende Elektrizitätsmenge reicht nicht mehr aus, die Kapillare und die parallel geschaltete Kapazität auf ein so hohes Potential zu laden, daß das Entladungspotential für die erstere erzielt wird. Erst wenn mehrere Entladungen übergegangen sind, ist dies erreicht, und nun setzt die Entladung auch in der Kapillare ein. Der Grund dafür liegt darin, daß die Periode, in der die Einzelentladungen unseres Rohres erfolgen, nicht wie bei dem Wechselstrom eine erzwungene ist, sondern daß wir es mit einer raschen Aufeinanderfolge von Eigenschwingungen eines Kondensators zu tun haben, die allerdings aperiodisch verlaufen.

Zeitschr. Bd. 1, S. 348. 1900.) Der Versuch, die Selbstinduktion in einem Entladungsrohre zu bestimmen, wurde meines Wissens noch gar nicht gemacht. Zudem ist zu berücksichtigen, daß die die elektrischen Vorgänge im Entladungsrohre bestimmenden Größen keine Konstanten, sondern variable Größen sind.

Gerade in dem letzten Umstand liegt aber eine weitere Schwierigkeit für den Vergleich der beiden Vorgänge. Während bei einer Schwingung ein Ausgleich der Ladung des Kondensators im Nebenschluß durch den Hauptstromkreis leicht möglich ist, wird bei den Entladungsvorgängen in unserem Rohre, solange diese rein aperiodisch erfolgen, ein Ausgleich nur nach der einen Richtung stattfinden können; es wird daher trotz Steigerung der Kapazität im Nebenschluß doch die Entladung stets durch die Kapillare gehen. Sorgen wir aber dafür, daß die Entladung nach beiden Richtungen des Stromkreises erfolgen kann, so wird die Wirkung der zu den Sonden parallel geschalteten Kapazität dieselbe sein wie bei einem Leiter mit Selbstinduktion. Wir können dies erreichen, indem wir den Widerstand der Influenzmaschine ausschalten. Nähern wir die Pole der Influenzmaschine, so daß ohne parallel geschaltete Kapazität die Entladung durch die Röhre geht und zwischen den Polen der Maschine gerade kein Funke übergeht, so geht durch die Kapillare sofort kein Strom mehr, wenn eine große Kapazität an die Sonden angelegt wird. Der Strom entlädt sich durch die Kapazität und die Funkenstrecke. Der Eintritt der Erscheinung wird begünstigt durch Glühen der Sonden.

Der Einfluß glühender Sonden tritt besonders deutlich bei kleinen Kapazitäten hervor. Ist mit den Sonden keine Kapazität verbunden außer den Akkumulatoren und dem Vorschaltwiderstand des Heizstromes, so erfolgen die Entladungen in den weiten und engen Röhrenteilen synchron. Um die Sonden sieht man einen dunklen Raum, wie dies in den meisten Fällen bei diskontinuierlichen Entladungen der Fall ist. Bringt man dagegen die Sonden zum Glühen, so tritt sofort eine Änderung der Zahl der Entladungen ein. In vielen Fällen ändert sich zwar die Zahl der Entladungen aber für die weiten und engen Röhrenteile in derselben Weise. Häufig jedoch ändert sich die Zahl der Entladungen in den weiten Röhrenteilen nur wenig, während die Zahl der Entladungen, in der engen Röhre wesentlich kleiner wird. Die Erscheinungen erklären sich daraus, daß der Kathodenfall an den Sonden, der für das Ein- oder Ausströmen einer größeren Elektrizitätsmenge nötig ist, bei den Potentialschwankungen an den Stellen der Sonden nicht erreicht wird, solange die Sonden kalt sind, und dadurch wirkt der

Kathodenfall wieder wie ein großer Widerstand. Wird der Kathodenfall durch Glühen zum Verschwinden gebracht, so wird dem Stromkreis im Rohre momentan eine große Elektrizitätsmenge entzogen, und dadurch erklärt sich der große Einfluß einer kleinen parallel geschalteten Kapazität auf die Zahl der Entladungen.

3. Einfluß der Kapazität der Entladungsröhre.

Wir haben in dem vorhergehenden Abschnitt gesehen, daß die Zahl der Entladungen in verschiedenen Röhrenteilen eine verschiedene sein kann, wenn die Kapazität eines Teiles der Entladung durch parallel geschaltete Kapazitäten erhöht wird. Die Zahl der Entladungen in einer Sekunde wird außer von den anderen die Vorgänge im Entladungsrohr bestimmenden Größen der Röhre und des Schließungskreises auch von der Kapazität der Röhre abhängen. Es liegt nahe, die auf S. 26 beobachteten Fälle einer verschiedenen Zahl der Entladungen in einzelnen Röhrenteilen auf die Kapazitätsverhältnisse der Röhren zurückzuführen. Für die Entladung in den einzelnen Röhrenteilen kommt dann nicht mehr die Kapazität der ganzen Röhre, sondern die Kapazität einzelner Röhrenteile in Betracht.

Solange der Kathodenfall sehr groß ist, wird die Elektrizitätsmenge, die beim Einsetzen einer Entladung in dem Röhrenteil *Ka* übergeht, groß sein, es wird daher die Elektrizitäts-

---

[1]) Die Kapazität einer Entladungsröhre ist nicht konstant, sondern von mannigfachen Umständen abhängig. Dies zeigen Versuche von J. Borgmann (Physikal. Zeitschr. Bd. 2, S. 651. 1901) u. a. Ferner haben Versuche von S. N. Taylor im Erlanger Institut gezeigt, daß die Kapazität einer Röhre verschieden ist, je nachdem die Anode oder Kathode geerdet ist. (The Physical Review Bd. 18, S. 321. 1904.) Die Kapazität dürfte auch von den Erscheinungen an der Kathode abhängen. E. Wiedemann und G. C. Schmidt (Wied. Ann. Bd. 62, S. 460. 1897) haben gezeigt, daß der dunkle Raum sich gegen elektrische Schwingungen wie ein Dielektrikum verhält, und dadurch ist die Möglichkeit von Kondensatorwirkungen bei diskontinuierlichen Entladungen gegeben. Ich gehe auf diese Verhältnisse hier nicht näher ein, da über diesen Gegenstand noch weitere Beobachtungen angestellt werden sollen. Ich möchte hier nur erwähnen, daß die Kapazität einer Röhre durch Einführung von Sonden geändert wird. Es zeigte sich, daß im allgemeinen bei Röhren ohne Sonden schon bei kleineren Stromstärken eine kontinuierliche Entladung zu erzielen war.

menge hinreichen, um *ak* zum Entladungspotential aufzuladen, und dasselbe gilt natürlich dann erst recht für *kA*. Tritt keine kontinuierliche Entladung auf, so ist in den meisten Fällen die Periode der Diskontinuität bestimmt durch den Röhrenteil, in dem die Kathode sich befindet. In diesem Röhrenteile haben wir eine freie Kondensatorentladung, in den übrigen Röhrenteilen eine erzwungene. Ist dagegen der Kathodenfall in unserer Röhre klein, so kann leicht der Fall eintreten, daß die bei einer Entladung übergehende Elektrizitätsmenge nicht hinreicht, um eine Entladung durch die enge Röhre zu senden; es wird das Entladungspotential für diese Röhre vielmehr erst erreicht, nachdem mehrere Entladungen in den weiten Röhrenteilen übergegangen sind. Dies tritt ein bei Fall 2 der lokalen Diskontinuitäten. Es wurde diese Erscheinung hauptsächlich bei Röhren beobachtet, deren weite Röhrenteile eine größere Länge hatten. Häufig war für diese Röhren eine Diskontinuität in den Erweiterungen mit Hilfe des Telephones noch nachzuweisen, während im rotierenden Spiegel eine Trennung in Einzelentladungen in den Erweiterungen nicht mehr möglich war. War dagegen in den Röhren mit kürzeren weiten Röhrenteilen die Zahl der Entladungen in einer Sekunde in der Kapillare ungefähr dieselbe, so war die Trennung der Einzelentladungen im rotierenden Spiegel auch in den weiten Röhren sehr deutlich zu beobachten. Infolge der kleinen Kapazität der Erweiterungen wird hier die Periode der Diskontinuität durch die Periode der Diskontinuität in der Kapillare erzwungen. Wir haben hier den umgekehrten Fall wie bei einem sehr großen Kathodenfall. Der Fall 1 lokal nachweisbarer Diskontinuität war bei diesen Röhren meist bei einem Kathodenfall zu beobachten, dessen Wert nur etwas höher war als der normale Kathodenfall. Die Erscheinung, daß die Diskontinuität in *Ka* in einzelnen Fällen nicht die gleiche Periode der Diskontinuität in *ak* zu erzwingen vermag, rührt außer von den Kapazitätsverhältnissen (teilweise mitbedingt durch Anwesenheit der Sonden)[1]) auch von den anderen die Vorgänge im Entladungsrohr bestimmenden Größen[2]) des Rohres her. Die

[1]) Fall 2 tritt auch ohne Anwesenheit von Sonden auf, während Fall 1 nur bei Anwesenheit von Sonden zur Beobachtung gelangte.

[2]) s. S. 32 Anm. 2.

letzteren dürften speziell auch für *kA* eine größere Rolle spielen, da hier die kinetische Energie, welche die Elektrizität längs *ak* erhält, das Entladungspotential für diesen Röhrenteil stark herabsetzen wird, und daraus erklärt sich, daß in diesem Stromteil die Entladung eventuell keine nachweisbare Diskontinuität zeigt.

Die Fälle 3 und 4 auf S. 26 zeigen, daß Diskontinuitäten an der Anode von geringem Einfluß auf die Entladung[1]) sind. Dies steht im Einklang mit den Beobachtungen einer größeren Reihe von Forschern, daß die Reinheit der Anode keinen Einfluß auf die Kontinuität der Entladung hat. Während die ersten Fälle nur bei der scheinbar kontinuierlichen Entladungsform beobachtet wurden, treten die letzten beiden Fälle auch bei Entladungen auf, in denen die Entladung in den übrigen Röhrenteilen sicher kontinuierlich ist.

Eine eigentümliche Erscheinung, die jedenfalls auch durch die Kapazitätsverhältnisse der Röhre mitbedingt ist, und auf die im vorhergehenden schon des öfteren hingewiesen wurde, ist die verschiedene Empfindlichkeit der Entladung in verschiedenen Röhrenteilen. Die stärkere Empfindlichkeit in der Nähe der Kathode[2]) und das Auftreten größerer Dunkelräume in diesem Teil der Entladung gegenüber den Teilen des Entladungsrohres bei der Anode tritt, wie spätere Versuche zeigen werden, unabhängig davon auf, ob der Potentialabfall an der einen oder anderen Stelle größer ist.

Versuche von O. Lehmann[3]) haben bei Verwendung von Teslaschwingungen ergeben, daß die Dicke des dunklen Raums mit zunehmender Zahl der Schwingungen in der Sekunde stark abnimmt, und daß bei sehr hohen Schwingungszahlen der dunkle Raum überhaupt kaum mehr sichtbar ist. Nachdem die vorhergehenden Versuche gezeigt haben, daß die

[1]) Vgl. Anm. auf S. 35 über den dunklen Raum, der hier in Wegfall kommt.

[2]) Vgl. hierzu J. Stark, Ann. d. Phys. Bd. 1, S. 430. 1900. „Durch einen an die Entladeröhre gelegten Leiter wird die Entladung an der Kathode gehemmt, nicht an der Anode; eine unstetige Entladung wird stärker geschwächt, wenn die Entladeröhre in der Nähe der Kathode, als wenn sie in der Nähe Anode ableitend berührt wird."

[3]) O. Lehmann, Verhandl. d. naturwissensch. Ver. zu Karlsruhe Bd. 15, S. 69. 1902.

Zahl der Entladungen in verschiedenen Röhrenteilen verschieden sein kann, könnte man die verschiedene Empfindlichkeit auf eine Verschiedenheit der Zahl der Entladungen zurückführen. Es müßte dann die Zahl der Entladungen in der Nähe der Anode größer sein, da hier die Dunkelräume kleiner sind. Die äußere Erscheinungsform ändert sich jedoch nur wenig, wenn die scheinbar kontinuierliche Entladung sich in eine Reihe von Einzelentladungen auflöst, die mit dem rotierenden Spiegel und dem Telephon als solche leicht nachzuweisen sind, und deren Zahl für alle Röhrenteile dieselbe ist. Diese Erklärung für die verschiedene Empfindlichkeit erscheint daher nicht wahrscheinlich.

Versuche von C. A. Mebius[1]) über den Kathodenfall von Zweigströmen in einem Entladungsrohre zeigen, daß der Kathodenfall für sehr kleine Stromstärken klein ist, mit wachsender Stromstärke erst rasch und dann langsamer steigt und sich dann wohl einem Grenzwert, dem normalen Kathodenfall, nähert. Es wäre nun denkbar, daß Hand in Hand mit dieser Erscheinung die Ausbildung des dunklen Raumes geht, der auch allmählich zu einem Maximum wächst, das bei dem normalen Kathodenfall erreicht ist. Es würde somit das Auftreten des größeren Dunkelraumes in der Nähe der Kathode darauf hinweisen, daß hier dem Entladungsrohre durch die Sonde eine größere Elektrizitätsmenge entzogen wird, und für diese Anschauungsweise spricht auch, daß hier die Auflösung in einzelne diskontinuierliche Entladungen, also eine größere Stromunterbrechung durch angelegte Kapazitäten leicht bewirkt wird, während dies in der Nähe der Anode nicht der Fall ist[2]).

Gegen die Annahme, die oben gemacht wurde, sprechen aller-

---

[1]) C. A. Mebius, a. a. O.

[2]) Die Elektrizitätsmenge, die durch eine Sonde dem Entladungsrohr in der Nähe der Kathode entzogen wird, muß größer sein als für eine Sonde in der Nähe der Anode, wenn man annimmt, daß der Stromstoß bei der diskontinuierlichen Entladung von der Kathode ausgeht. Die starke Empfindlichkeit speziell bei Röhren mit Verengerungen im Querschnitt erklärt sich dann zum Teil als Stauwirkung in der Nähe der Striktionsanode. Das Ausgehen des Stromstoßes von der Kathode erscheint in unserem Falle nicht unwahrscheinlich, da durch die glühende Kathode eine starke Jonisierung in den benachbarten Gasschichten bewirkt wird.

dings Versuche von O. Lehmann[1]), der fand, daß bei kleinen Stromstärken der Dunkelraum sehr stark wächst, namentlich bei tiefen Drucken. Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß es sich bei den Zweigströmen um wesentlich schwächere Ströme handelt[2]).

Eine definitive Erklärung dieser variabeln Empfindlichkeit in einer Entladungsröhre wird sich erst geben lassen, wenn wir über die Vorgänge bei diskontinuierlichen Entladungen und über die Kapazitätsverhältnisse von Entladungsröhren besser orientiert sind.

2. Potentialmessungen bei der unempfindlichen Entladungsform.

a) Versuchsanordnung.

Bei den folgenden Versuchen wurde auf die Verwendung reiner Gase verzichtet. Da die meisten Messungen bei Drucken unter 0,1 mm Hg angestellt wurden, so ist es in den meisten Fällen doch nicht möglich, den Gasinhalt absolut rein zu erhalten, zumal da glühende Elektroden verwendet wurden, die stets absorbierte Gasmengen abgeben[3]). Selbst kleine, von den Wänden des Entladungsgefäßes adsorbierte Gasmengen, die beim Durchgang von Entladungen stets abgegeben werden, können bei den tiefen Drucken eine starke Verunreinigung des Gases hervorrufen. Es wurde daher trockne Luft zu den Beobachtungen verwandt. In einigen Fällen weist die Färbung der Schichten[4]) auf das Vorhandensein von Wasserstoff in der Röhre hin. Der Grund dafür dürfte wohl darin liegen, daß eine Zersetzung von Siegellackdämpfen an der glühenden Elektrode oder unter dem Einfluß der elektrischen Entladungen stattfindet.

---

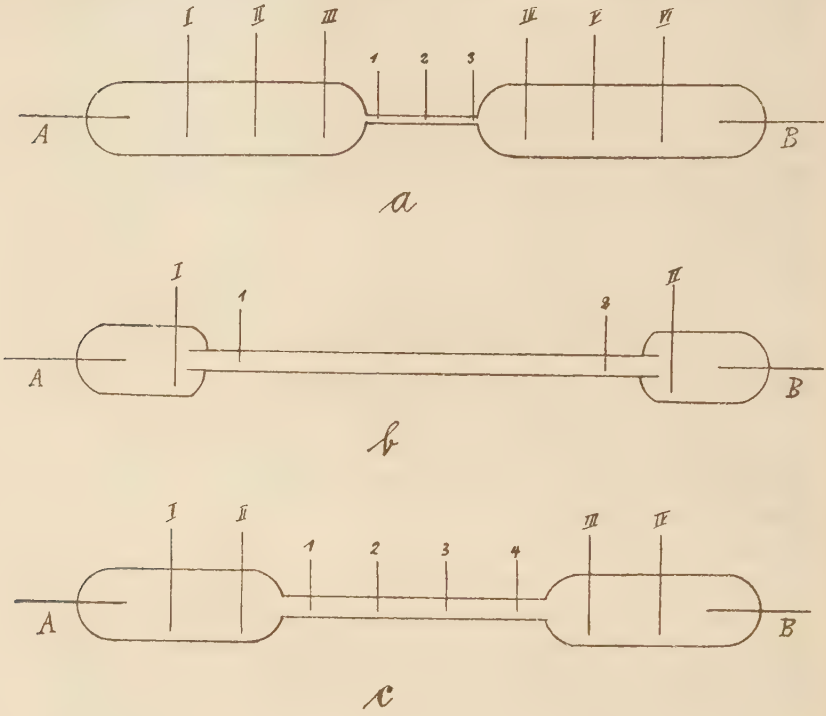
[1]) O. Lehmann, Verhandl. d. naturwissensch. Vereins zu Karlsruhe Bd. 15, S. 44. 1902.

[2]) Für sehr schwache Ströme findet z. B. auch eine Änderung der Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke statt. (H. A. Wilson, Phil. Mag. (6.) Bd. 6, S. 180. 1903.)

[3]) So gibt W. Hittorf (Wied. Ann. Bd. 20, S. 741. 1883) an: „Es ist mir nie gelungen, durch noch so langes Glühen im Vakuum ein Metall vollkommen von seinen okkludierten Gasen zu befreien."

[4]) s. S. 22 Anm.

Die Form der Entladungsröhren, die zu den Potentialmessungen bei tiefen Drucken dienten, gibt Figur 4.



Figur 4.

Über die Dimensionen der einzelnen Röhren finden sich die Angaben bei den jeweiligen Messungsreihen. Von den beiden Elektroden *A* und *B* war die Kathode stets ein glühender dünner Platindraht, der mit einem wirksamen Oxyde (CaO) überzogen war, während als Anode teils eine Elektrode derselben Form, teils ein einfacher Aluminium- oder Messingdraht diente. Die Zuleitung des Heizstromes wurde durch starke Messingdrähte vermittelt, an die der dünne Platindraht mit Silber angelötet war. Die Messingdrähte waren in ihrer ganzen Länge von isolierenden Glasröhren umgeben und in den meisten Fällen mit Siegellack eingekittet, in einzelnen Fällen auch mittels dicker Platindrähte an den Enden direkt eingeschmolzen.

Der Heizstrom wurde von zwei hintereinander geschalteten

Akkumulatoren geliefert, die ebenso wie der Regulierwiderstand des Heizstromes wohl isoliert auf Paraffinklötzen aufgestellt waren.

Die Sonden bestanden aus dünnen Platindrähten, die in den engen Röhrenteilen (in Figur 4 bezeichnet mit 1, 2, 3, 4) stets eingeschmolzen waren, wobei darauf gesehen wurde, daß eine Deformation des Querschnitts an den einzelnen Stellen möglichst vermieden wurde. Die Sonden in den weiten Röhrenteilen (in der Figur 4 mit I, II u. s. w. bezeichnet) waren teils eingeschmolzen, teils durch seitliche Ansatzröhren eingeführt. Die Sonden waren dabei in enge Glasröhren eingeschmolzen, die die ganze Strecke außerhalb des weiten Entladungsrohres bedeckten, und diese Glasröhren wurden dann in die seitlichen Ansatzröhren mit Siegellack eingekittet.

Die Schaltung war die in Figur 3 (S. 22) angegebene. Es wurden Potentialmessungen nur dann angestellt, wenn beide Telephone schwiegen.

Zur Messung der Potentialdifferenzen zwischen den Sonden diente ein Warburgsches Quadrantenelektrometer in der Form, wie es E. Wiedemann und G. C. Schmidt[1]) angegeben haben. Die Eichung erfolgte mit einigen Kästen der Hochspannungsbatterie, deren Spannung mit einem Normalinstrument von Siemens und Halske ermittelt wurde.

b) Ist an der Striktionskathode ein Potentialsprung vorhanden?

Es wurde schon früher erwähnt[2]), daß E. Wiedemann und G. C. Schmidt auf die Möglichkeit eines Potentialsprunges an der Verengerung der Strombahn für die Stromrichtung der positiven Elektrizität hingewiesen haben. Es mußte daher als nächste Aufgabe erscheinen zu untersuchen, ob für kontinuierliche Entladungen bei der unempfindlichen Entladungsform an der bezeichneten Stelle ein solcher Sprung tatsächlich vorhanden ist. Die Lösung der Frage stieß auf gewisse Schwierigkeiten, deren Hauptgrund darin liegt, daß bei den tiefen Drucken sich Störungen in der Entladungsbahn durch

---

[1]) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. Bd. 66, S. 314. 1898.

[2]) s. S. 19.

die Sonden bemerkbar machten, und daß die auftretenden Strahlen eine äußerst geringe Starrheit besitzen, und daher schon ein Potentialsprung von wenigen Volt ihre Entstehung vollständig zu erklären imstande wäre.

Ich teile im folgenden zunächst einige Versuche mit, die mit einer Röhre von der Form Fig. 4a ausgeführt wurden. Der enge Teil der Röhre hatte eine Länge von 7,2 cm und einen Durchmesser von 0,3 cm. Die weiten Röhren hatten eine Länge von 20 cm und einen Durchmesser von 3,0 cm.

Tabelle 7.

p	i	Kathode	Pot. Diff. III 1	3 IV
1,2	1,0	A	121	91,5
		B	101	107,5
0,25	2,5	A	44,7	30,4
		B	29,6	40,0
0,08	2,5	A	31,1	31,8
		B	32,6	27,9
0,058	2,5	A	29,0	34,7
		B	43,8	24,7
0,04	5,0	A	25,5	37,5
		B	47,8	22,3

In Tab. 7 sind für verschiedene Drucke p in mm Hg und für die Stromstärken i in Milliampère die Potentialdifferenzen zwischen den Sonden (III 1) und (3 IV) gegeben. Ein mittlerer Gradient zwischen (III 1) und (3 IV) ist nicht angegeben, da es keinen Sinn hat, aus der Potentialdifferenz zwischen den Sonden den Gradienten zu bestimmen, da von den Sonden die eine im weiten, die andere im engen Entladungsrohr liegt. Die Dimensionsverhältnisse waren bei den Strecken (III 1) und (3 IV) im Entladungsrohr nicht vollkommen dieselben, da die enge Röhre in die weiten nicht eingekittet war, sondern die Röhren aneinandergeschmolzen waren aus Gründen, die spätere Versuche zeigen werden[1]). Um diese Unsymmetrie an den Stellen der Verengerung des Querschnittes aus der Versuchsreihe zu eliminieren, diente bei jeder Beobachtung abwechselnd die Elektrode A resp. B zur Kathode. Es ist daher für jede Stelle einer Quer-

[1]) s. S. 71ff.

schnittsänderung ein Vergleich des Spannungsabfalles möglich, wenn dieselbe Stelle bei denselben Druck- und Stromstärkeverhältnissen einmal Striktionsanode und dann Striktionskathode ist.

Vergleicht man in der Tabelle 7 die Werte der Potentialdifferenzen für die Stellen der Querschnittsänderung, so zeigt es sich, daß bei den hohen Drucken der Potentialabfall an der Striktionsanode größer ist als an der Striktionskathode, daß aber bei den tiefen Drucken die Verhältnisse sich umkehren.

Die Ergebnisse der Potentialmessungen *scheinen* zunächst tatsächlich für einen Potentialsprung an der Striktionskathode bei tiefen Drucken zu sprechen und zwar für einen sehr beträchtlichen, wenn wir die Spannungsunterschiede zwischen (III 1) bei 0,04 mm Hg und $i = 5{,}0 \cdot 10^{-3}$ Ampère betrachten. Es beträgt hier der Spannungsunterschied für die Striktionskathode 22,3 Volt mehr als für die Striktionsanode. Auffallend muß es dabei allerdings von vornherein erscheinen, daß bei den hohen Drucken die Potentialverteilung gerade die entgegengesetzte sein soll.

Die Resultate der Messungen gewinnen jedoch sofort eine ganz andere Bedeutung, wenn wir die Lichterscheinungen in der Röhre betrachten.

In den weiten Röhrenteilen war die positive Säule bis auf das Striktionsglimmlicht, soweit ein solches zu beobachten war, stets rot gefärbt und mit Ausnahme der ersten Beobachtung bei $p = 1{,}2$ mm Hg stets geschichtet. Im engen Rohre war bei dem höchsten Druck die Entladung geschichtet, auch bei $p =$ 0,25 mm Hg war eine schwache Andeutung von Schichten noch zu beobachten, dagegen war bei den übrigen Drucken die Schichtung vollkommen verschwunden, und das Licht zeigte mit abnehmendem Druck eine immer deutlicher hervortretende Blaufärbung. Die positive Säule in der Kapillare war bei den Beobachtungen nicht längs ihrer ganzen Ausdehnung gleich gefärbt, es zeigte sich vielmehr, daß bei den tiefen Drucken nach der Sonde vor der Striktionskathode stets ein sehr viel intensiveres Blau zu sehen war; speziell bei $p = 0{,}04$ mm Hg und $i = 5{,}0 \cdot 10^{-3}$ Ampère war das Blau so intensiv wie bei den Kathodenstrahlen, die von der glühenden CaO-Platinelektrode ausgehen. Diese intensivere Blaufärbung war jedoch nur längs einer kleinen Strecke zu beobachten, deren Länge mit abnehmendem Druck zunahm.

Da bei einer Kapillare, wie schon E. Goldstein[1]) beobachtet hat, das Licht ohne Vorhandensein von Sonden stets längs ihrer ganzen Ausdehnung gleich gefärbt erscheint, so muß die Intensitätssteigerung unmittelbar hinter der Sonde von der Einführung der Sonde herrühren. Will man den Potentialunterschied zwischen Striktionsanode und Striktionskathode in den obigen Messungen auf eine Sondenstörung zurückführen, so muß nachgewiesen werden können, daß die Störung durch eine Sonde bis zu 22,3 Volt (d. i. das Maximum des Unterschiedes in der Potentialdifferenz für (III 1) als Striktionskathode und Striktionsanode) betragen kann. In der Tat traten bei einer Röhre von der Form Figur 4*c* ähnliche Störungen durch Sonden auf. Die Länge der Kapillare war 12,6 cm und der Durchmesser 0,3 cm. Es war auch hier hinter einzelnen Sonden intensiv blaues Licht zu beobachten, das wiederum nur eine kurze Strecke einnahm, dann trat wieder die normale Blaufärbung auf.

Tabelle 8.

Kathode	Pot. Diff.		
	12	23	34
A	57,7	42,1	59,5
B	37,3	67,8	47,1

Tabelle 8 gibt für $i = 4{,}5 \cdot 10^{-3}$ Ampère und $p = 0{,}05$ mm Hg die Potentialdifferenzen zwischen den Sonden (12), (23) und (34), wobei die Abstände der Sonden resp. 4,0 cm, 3,9 cm und 3,8 cm betrugen. War die Elektrode *A* Kathode, so zeigte sich hinter 1 und 3 eine Stelle intensiverer Blaufärbung, während bei umgekehrter Stromrichtung vor 3 eine intensiv blaugefärbte Stelle beobachtet wurde, wenn man beide Male in der Richtung *A*1234*B* die Erscheinungen im Entladungsrohre beobachtet. Man sieht aus der Tabelle, daß die Differenzen der bei verschiedener Stromrichtung gemessenen Spannungsabfälle von der Größenordnung der oben beobachteten Abweichungen sind.

Nun ändert sich allerdings der Gradient längs der engen Röhre, wie die folgenden Beobachtungen zeigen werden. Die Änderung ist jedoch für die großen Stromstärken im allgemeinen sehr

[1]) E. Goldstein, Wied. Ann. Bd. 11, S. 848. 1880.

klein, wenn sie überhaupt noch vorhanden ist. Übrigens kommt diese Änderung des Gradienten nur für die Strecken (12) und (34) eventuell in Betracht, während für (23) infolge der symmetrischen Lage die Potentialdifferenz denselben Wert haben sollte, mag nun A oder B Kathode sein. Aber gerade hier ist der Spannungsunterschied bei verschiedener Stromrichtung am größten, nämlich gleich 25,7 Volt, mithin größer als der Unterschied für (III 1) für die erste Röhre bei verschiedener Stromrichtung.

Damit ist gezeigt, daß tatsächlich eine so große Störung durch Sonden auftreten kann. Der Grund dafür dürfte teils in einer Verengerung des Querschnittes durch die Sonde zu suchen sein, wohl zum größten Teil aber bedingt sein durch die Zerstäubung der Sonden bei den vorhergehenden diskontinuierlichen Entladungen in der Röhre, die sich nie vermeiden lassen. Die starke Ladung des durch die Zerstäubung entstandenen Metallspiegels bedingt eine Abstoßung der bewegten negativen Elektrizität und wirkt so wie eine weitere Verengung des Querschnitts. Damit erklärt sich dann aber auch ohne weiteres das verschiedene Verhalten der einzelnen Sonden.

Es wurde noch mit einer zweiten Röhre der Versuch gemacht, den Potentialabfall an der Stelle einer Querschnittsänderung bei verschiedener Stromrichtung zu bestimmen. Da jedoch wiederum Sondenstörungen, wenn auch in kleinerem Umfange, auftraten, so wurde auf die Potentialmessungen an der Striktionskathode in Röhren von 0,3 cm Durchmesser verzichtet und zu einer weiteren Röhre von der Form Figur 4b übergegangen.

Die enge Röhre hatte eine Länge $l = 70$ cm und einen Durchmesser $d = 0{,}7$ cm. Sie war an beiden Enden in die weiteren Röhrenteile von 20 cm Länge und 3 cm Durchmesser mit Siegellack eingekittet. Der Abstand der Sonden (I 1) und (2 II) war 10,2 cm, wobei 10 cm auf die enge und 0,2 cm auf die weite Röhre fielen.

Tabelle 9 gibt eine Beobachtungsreihe mit dieser Röhre. Man sieht, daß für höhere Drucke der Potentialabfall an der Striktionsanode etwas größer ist als an der Striktionskathode. Bei tiefen Drucken dagegen ist die Potentialdifferenz dieselbe.

Es ist somit bewiesen, daß bei einer Querschnittsänderung von ca. 1 : 18 an der Striktionskathode ein Potentialsprung sicher nicht vorhanden ist. Bei einer

Tabelle 9.

p	i	Kathode	Pot. Diff. I 1	2 II
0,25	2,5	A	186,0	176,1
		B	171,5	182,4
0,20	2,5	A	150,5	142,0
		B	140,5	147,6
0,04	6,0	A	64,2	64,2
		B	64,2	64,2
0,02	5,0	A	53,0	51,1
		B	50,6	50,0

Querschnittsänderung von 1 : 100 (die allerdings nicht plötzlich stattfindet) ist eine sichere Entscheidung mittelst Sondenmessung nicht geglückt. Die Potentialmessungen lassen es jedoch als wahrscheinlich erscheinen, daß auch in diesem Falle ein Potentialsprung nicht stattfindet.

Spätere Versuche über die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen werden den direkten Beweis liefern.

c) Potentialverlauf im Innern der engen Röhre.

Im folgenden soll eine Reihe von Potentialmessungen im Inneren der engen Röhren gegeben werden. Es dienten Röhren vom Durchmesser 0,3 cm und vom Durchmesser 0,66—0,8 cm Durchmesser zur Beobachtung.

a) Röhren mit 0,3 cm Durchmesser.

Über die Dimensionen der verwandten Röhren (Figur 4*a* und 4*c*) ist das Folgende mitzuteilen. Die Erweiterungen hatten mit Ausnahme der ersten Röhre, deren Dimensionen auf S. 42 gegeben sind, eine Länge von 12 bis 14 cm und einen Durchmesser von ca. 3 cm. Der Durchmesser der engen Röhre war 0,27 bis 0,3 cm. Die Länge l der Röhre war:

I. Röhre $l =$ 7,2 cm (Figur 4*a*)
II. Röhre $l =$ 14,7 cm
III. Röhre $l =$ 5,9 cm } (Figur 4*c*)
IV. Röhre $l =$ 12,6 cm

Die Versuche mit den Röhren geben Tab. 10—14.

Tabelle 10.

p	i	Kathode	Gradient I II	II III	12	23	IV V	V VI
1,2	1,0	A	33,4	35,0	62,1	58,2	30,0	32,5
		B	33,0	33,4	58,0	61,0	31,9	32,9
0,25	2,5	A	8,4	8,7	22,1	23,2	8,1	8,8
		B	8,7	8,7	22,8	22,7	8,7	8,7
0,08	2,5	A	4,8	4,6	16,9	16,3	3,7	5,0
		B	4,6	4,1	16,9	17,0	4,7	5,0
0,058	2,5	A	4,0	4,1	17,0	15,4	3,0	4,1
		B	4,0	3,0	16,0	16,0	4,1	4,0
0,04	5,0	A	3,3	3,3	14,0	12,4	1,9	3,2
		B	3,3	2,0	13,2	13,2	3,3	3,3

Tabelle 11.

$i = 1{,}0 \cdot 10^{-3}$ Amp.

p	Gradient 12	23	34	III IV
1,70	86,5	85,4	85,1	43,2
1,28	67,5	64,8	63,8	31,9
0,55	43,2	44,7	39,2	19,2
0,46	33,4	32,0	31,4	12,7

Tabelle 12.

$p = 0{,}08$ mm Hg

i	Gradient 12	23	34
1,50	24,1	20,4	20,3
2,05	21,1	18,6	18,4
3,00	17,4	16,1	15,9
4,00	15,2	14,6	14,5
7,00	12,6	12,7	12,6

Tabelle 13.

p	i	Gradient 12	23	34	III IV
0,52	0,5	46,8	44,5	42,6	19,0
0,08	2,5	19,0	18,2	16,9	—

Tabelle 14.

$p = 0{,}05$ mm Hg

i	2,5	3,0	5,0	7,5
X	13,5	11,5	9,6	9,1

Betrachtet man zunächst die Versuche mit Röhre I (Tabelle 10), so ist für verschiedene Drucke der Gradient im engen und weiten Rohre bestimmt, um einen Vergleich der Gradienten in beiden Fällen zu haben. Die Lichterscheinungen für die einzelnen Beobachtungsreihen sind schon auf S. 43 bei der Messung des Potentialunterschiedes (III 1) und (3 IV) beschrieben. Es ergibt sich aus der Tabelle:

Der Gradient ist im engen Rohre stets größer als im weiten. Das Verhältnis der Gradienten bleibt jedoch bei Druckänderungen nicht dasselbe. Die Gradienten im weiten und

engen Rohr verhalten sich vielmehr bei hohen Drucken ungefähr wie 1 : 2, bei tiefen Drucken dagegen wie 1 : 4.

Der Gradient im engen Entladungsrohr nimmt entweder von der Striktionsanode zur Striktionskathode etwas ab, oder er ist längs der Ausdehnung der Röhre konstant.

Im Striktionsglimmlicht ist der Gradient in der weiten Röhre kleiner als in den übrigen Teilen des weiten Entladungsrohres. Die Erscheinung würde in der Tabelle 10 noch deutlicher hervortreten, wenn nicht nur die Sonde IV, sondern auch die Sonde V im Glimmlicht wäre.

Einige Versuche mit Röhre II geben Tabelle 11 und 12, und zwar gibt Tabelle 11 für $i = 1{,}0 \cdot 10^{-3}$ Ampère die Gradienten für verschiedene Drucke und Tabelle 12 für $p = 0{,}08$ mm Hg die Gradienten für verschiedene Stromstärken. Für $i = 1{,}0 \cdot 10^{-3}$ Ampère war bei $p = 0{,}08$ mm Hg die Entladung in die empfindliche Entladungsform übergegangen. Die gefundenen Werte stimmen mit den Werten von Tabelle 10 überein, soweit dies bei den verschiedenen Versuchsbedingungen (vor allem Reinheit des Gases) möglich ist. Man sieht, daß die Abnahme des Gradienten von der Striktionsanode zur Striktionskathode speziell bei kleinen Stromstärken eintritt, während bei großen Stromstärken der Gradient längs des Rohres konstant bleibt.

Tabelle 13 bezieht sich auf Röhre III. Die Werte des Gradienten stimmen gut mit den für Röhre II gefundenen Werten in Tabelle 11 und 12 überein. Da bei der Röhre III die Kapillare nur 5,9 cm lang ist, während bei Röhre II die Kapillare eine Länge von 14,7 cm hat, so können wir daraus entnehmen, daß der Gradient unabhängig ist von der Länge der Röhren.

Mit Röhre IV sollten speziell bei tieferen Drucken Versuche angestellt werden. Es traten jedoch dabei die Sondenstörungen auf, über die schon früher berichtet wurde. Die Messungen der Gradienten zwischen (23) sind aber wohl ziemlich frei von diesen Störungen, solange A Kathode ist. Da der Gradient längs der Kapillare ohne Sondenstörung sich nur wenig ändert, so sind für $p = 0{,}05$ mm Hg in Tabelle 14 die aus der Potentialdifferenz zwischen (23) für verschiedene Stromstärken berechneten Gradienten X gegeben.

Für die tieferen Drucke wurde es immer schwieriger, kontinuierliche Entladungen zu erhalten. Die Kontinuität tritt immer erst bei sehr großen Stromstärken ein, und gleichzeitig trat die Störung des Potentialverlaufes durch Sonden immer stärker hervor.

b) Röhren mit 0,66—0,8 cm Durchmesser.

Die Form der Röhren war die von Figur 4 c. Die Erweiterungen hatten eine Länge von 12 cm bis 14 cm und einen Durchmesser von ca. 3 cm. Die Länge l und der Durchmesser d der Röhren waren:

V. Röhre	$d = 0{,}80$ cm	$l = 15{,}5$ cm
VI. Röhre	$d = 0{,}80$ cm	$l = 29{,}5$ cm
VII. Röhre	$d = 0{,}66$ cm	$l = 26{,}0$ cm
VIII. Röhre	$d = 0{,}69$ cm	$l = 58{,}5$ cm.

Die Versuche mit den Röhren gibt Tabelle 15—20, und zwar bezieht sich Tabelle 15 auf Röhre V, Tabelle 16 auf VI, Tabelle 17 und Tabelle 18 auf Röhre VII und Tabelle 19 und 20 auf Röhre VIII.

Tabelle 15.

$i = 1{,}0 \cdot 10^{-3}$ Amp.

p	Gradient			
	12	23	34	III IV
1,25	39,9	39,7	40,0	30,0
0,23	18,2	17,2	17,2	7,6
0,024	8,6	6,4	7,0	—
0,007	6,1	5,0	6,7	—

Tabelle 16.

p	i	Gradient		
		12	23	34
0,40	0,5*	22,4	23,1	24,0
0,18	2,5	13,0	13,3	13,2
0,03	1,0	7,9	7,2	7,2
0,03	2,5	5,8	5,9	5,9
0,03	5,0	4,9	4,9	4,9

Tabelle 17.

p	i	Gradient		
		12	23	34
0,43	1,5	24,0	24,3	23,8
0,28	1,0	20,7	20,3	18,6
0,28	1,5	19,8	20,1	19,2
0,124	4,0*	11,0	11,1	11,2
0,122	1,0*	12,3	12,4	12,4
0,08	1,5	9,6	9,8	9,4

Tabelle 18.

$p = 0{,}02$ m Hg

i	Gradient		
	12	23	34
1,5	8,3	7,3	6,9
2,5	5,9	5,6	5,3
3,5	4,4	4,8	4,4
5,0*	3,8	4,1	4,3
5,0	4,7	4,2	3,9

Tabelle 19.

p	i	Gradient 12	23	34
0,11	1,5	11,2	11,1	10,0
0,05	2,0	7,8	7,8	7,7
0,043	2,0	7,4	7,5	7,0
0,03	2,0	7,0	6,9	6,5
0,024	2,5	5,5	5,6	5,1

Tabelle 20.

$p = 0{,}015$ mm Hg

i	Gradient 12	23	34
2,0	6,1	5,8	4,6
2,5	5,8	5,2	4,2
3,5	4,7	4,6	4,3
3,0	5,4	5,0	4,1
3,5	5,0	4,7	3,7
4,5	4,1	4,2	3,1

Vergleicht man zunächst die einzelnen Tabellen, so zeigt es sich, daß die Gradienten übereinstimmen, soweit es die verschiedenen Versuchsbedingungen (Reinheit des Gases, Änderung des Querschnitts, Änderung des Gradienten längs der Röhre, Störungen durch Sonden u. s. w.) gestatten. Der mittlere Gradient ist also wiederum unabhängig von der Länge der engen Röhre, wobei die Länge ungefähr in dem Verhältnis 1 : 4 variiert.

Betrachtet man den Verlauf des Gradienten längs der Röhre, so zeigt sich wieder in den meisten Fällen eine kleine Abnahme des Gradienten von der Striktionsanode zur Striktionskathode. Bei den mit * bezeichneten Stromstärken war die Elektrode B Kathode, bei ihnen ist also der Gradient in der Richtung 4 3 2 1 zu betrachten.

Eine Ausnahme in der Änderung des Gradienten längs der engen Röhre zeigt die Röhre VIII. Bei ihr ist in vielen Fällen eine starke Abnahme des Gradienten zu beobachten. Dasselbe Verhalten zeigt Röhre VII (in Tabelle 18) für $i = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp. und $p = 0{,}02$ mm Hg. Auch bei Röhre VIII sind es speziell die kleinen Stromstärken bei tiefen Drucken, bei denen diese Erscheinung auftritt. Der Gradient ändert sich bei $p = 0{,}015$ mm Hg und $i = 2{,}0 \cdot 10^{-3}$ Amp. von 6,1 auf 4,6, also um 25 %. Man könnte sich veranlaßt sehen, diese starken Änderungen darauf zurückzuführen, daß die Entladungen in diesem Falle diskontinuierlich waren (vgl. S. 63), aber weder Telephon noch rotierender Spiegel zeigten eine Diskontinuität an, ebenso war auch keine Empfindlichkeit gegen genäherte Leiter vorhanden. Diese starke Änderung trat übrigens bei gleichen Versuchsbedingungen nicht immer in gleicher Weise auf. Die

Tabelle 20 gibt drei verschiedene Messungsreihen, die zu verschiedenen Zeiten mit verschiedenen Gasfüllungen angestellt wurden. Vergleicht man die Gradienten bei den beiden Versuchsreihen für $i = 3{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp., so zeigt sich der große Unterschied zwischen den einzelnen Versuchsreihen. Beachtet man, daß der Abstand der einzelnen Sonden zwischen 17,8 und 18,0 cm liegt, so sieht man, daß der Spannungsabfall längs der ganzen Röhre in beiden Fällen nicht wesentlich verchieden ist.

Vergleicht man die Werte der Gradienten in den weiten und engen Röhrenteilen bei einem Durchmesser von 3,0 cm resp. 0,8 cm für verschiedene Drucke, so zeigt es sich, daß wiederum der Gradient in der weiten Röhre stärker mit dem Druck abnimmt als in der engen Röhre. Während bei ca. 1,3 mm Hg das Verhältnis der Gradienten in der weiten und engen Röhre 3 : 4 ist, ist es bei ca. 0,04 mm Hg gleich 2:3.

d) Unabhängigkeit des Gradienten von dem Kathodenfall bei der unempfindlichen Entladungsform.

Schon G. C. Schmidt[1]) hat darauf hingewiesen, daß, wie zu erwarten, der Gradient in einem Entladungsrohre unabhängig ist von dem Kathodenfall. Auch bei meinen Versuchen ist dies der Fall, solange bei der Änderung des Kathodenfalls durch Glühen der Kathode die Entladung nicht in die empfindliche Entladungsform übergeht. Speziell bei höheren Drucken ist eine Änderung des Kathodenfalles innerhalb weiter Grenzen möglich; so konnte bei Röhre VII bei $p = 0{,}28$ mm Hg und $i = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp. der Kathodenfall zwischen 900 und 0 Volt beliebig geändert werden. Bei tiefen Drucken ist vielfach nur eine kleine Variation des Kathodenfalls möglich, da bei einer Änderung des Kathodenfalls teils die Entladung unstetig wird, teils in die empfindliche Entladungsform übergeht. In den meisten Fällen war bei den Röhren von der Form Figur 4c bei tiefen Drucken die Entladung kontinuierlich, wenn der Kathodenfall in der Nähe des normalen Kathodenfalls lag. So änderte sich für $p = 3{,}0 \cdot 10^{-3}$ Amp. bei $i = 0{,}015$ mm Hg bei Röhre VII der Gradient nicht, wenn der Kathodenfall zwischen 500 Volt und 150 Volt geändert wurde. Wurde der Kathoden-

[1]) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. Bd. 1, S. 625. 1900.

fall kleiner als 150 Volt, so ging die Entladung in die empfindliche Form über und der mittlere Gradient stieg von 5,2 Volt/cm auf 17 Volt/cm.

e) Vergleich der für Luft gefundenen Gradienten mit den im Stickstoff beobachteten Gradienten.

Ein Vergleich meiner Beobachtungen mit denen von W. Hittorf[1]), A. Herz[2]), W. P. Graham[3]) und H. Schwienhorst[4]) ist nur in den wenigsten Fällen möglich. Nur die wenigen Versuche bei hohen Drucken im Abschnitt c können zum Vergleich herangezogen werden. Aber auch bei diesen ist zu berücksichtigen, daß meine Versuche aus den früher angegebenen Gründen mit Luft[5]) angestellt wurden, während die übrigen Beobachtungen sich auf Stickstoff beziehen.

In Tabelle 21 und 22 sind für $i = 1{,}0 \cdot 10^{-3}$ Amp. einige Werte zusammengestellt, wie sie von verschiedenen Beobachtern unter ungefähr gleichen Versuchsbedingungen gefunden wurden. Die Tabellen gestatten zugleich einen Vergleich der Gradienten in Luft und Stickstoff.

Die Tabelle 21 bezieht sich auf die weiten Teile in meinen Entladungsröhren. Zum Vergleich sind herangezogen zwei Röhren von Herz[6]), eine Röhre von Graham[7]) und eine Röhre von Hittorf[8]). Der Durchmesser der Röhren ist in der Tabelle unter d angegeben.

Die Übereinstimmung der Gradienten in Luft und Stickstoff ist eine gute, wenn man berücksichtigt, daß außer dem

---

[1]) W. Hittorf, Wied. Ann. Bd. 20, S. 705. 1883.

[2]) A. Herz, Inaugural-Dissertation. Freiburg 1895; Wied. Ann. Bd. 54, S. 244. 1895.

[3]) W. P. Graham, Inaugural-Dissertation. Berlin 1897; Wied. Ann. Bd. 64, S. 49. 1898.

[4]) H. Schwienhorst, Inaugural-Dissertation. Göttingen 1903.

[5]) Die Verunreinigung durch H_2 (vgl. S. 39) dürfte bei den hohen Drucken nur wenig hervortreten.

[6]) A. Herz, a. a. O., S. 24, Tabelle III.

[7]) W. P. Graham, a. a. O., S. 12, Tabelle VI.

[8]) Die Werte der Gradienten sind entnommen aus den Tabellen von Herz (a. a. O., S. 25). Hittorf findet den Gradienten unabhängig von der Stromstärke. In Tabelle 21 sind die Werte der Gradienten angegeben, wie sie für die Stromstärken beobachtet wurden, deren Wert der Stromstärke $i = 1{,}0 \cdot 10^{-3}$ Amp. am nächsten kommt.

Tabelle 21.

p	Herz d = 2,5 N_2	Reiger d = ca 3,0 Luft	Graham d = 3,3 N_2	Herz d = 5,0 N_2	Hittorf d = 5,5 N_2
1,80	—	—	—	37,8	—
1,74	46,5	—	—	—	—
1,70	—	43,2	—	—	—
1,68	—	—	46,4	—	—
1,50	—	—	—	—	39,2
1,48	—	—	40,7	—	—
1,29	36,8	—	—	—	—
1,28	—	31,9	—	—	—
1,25	—	30,0	—	32,4	—
1,20	—	35,0—30,0	—	—	—
1,02	—	—	31,4	—	—
0,65	—	—	19,2	—	—
0,6	—	—	—	—	18,2
0,55	—	19,2	—	—	—
0,46	—	12,7	—	—	—
0,23	—	7,6	—	—	—
0,20	—	—	—	—	6,6

Tabelle 22.

p	Reiger d = 0,27 — 0,3 Luft	Schwienhorst d = 0,27 N_2	Schwienhorst d = 0,22 N_2
1,80	—	85,0	90,0
1,70	86,5—85,1	—	—
1,28	67,5—63,8	—	—
1,20	62,1—58,0	—	—
1,01	—	62,3	59,5
0,68	—	49,7	52,3
0,55	44,7—39,2	—	—

verschiedenen Querschnitt noch der Umstand in Betracht kommt, daß der Gradient längs der positiven Säule nicht konstant ist. Für $p = 1{,}2$ mm Hg z. B. schwankte bei meinen Beobachtungen der Wert des Gradienten in der positiven Säule in den weiten Röhrenteilen zwischen 35 und 30 Volt/cm. Unterschiede von derselben Größe findet auch Graham in Stickstoff[1]).

[1]) Man vergleiche die zwischen verschiedenen Sonden gemessenen Gradienten in der positiven Säule in Tabelle 7 und 8 der Dissertation auf S. 18 und 20.

Der Einfluß dieser Änderungen des Gradienten längs der positiven Säule auf die beobachteten Werte tritt besonders hervor, wenn der Druck bei den einzelnen Beobachtungen sich nur wenig unterscheidet. Dies ist der Fall bei den für $p = 1{,}28$, 1,25 und 1,20 mm Hg angegebenen Werten der Gradienten. Die drei Werte beziehen sich übrigens auf drei verschiedene Röhren und auf drei verschiedene Gasfüllungen, da die Beobachtungen mit jeder Röhre für sich angestellt wurden.

Die Werte der Gradienten in den engen Röhren stimmen gut mit den Werten von Schwienhorst[1]) überein, wie Tabelle 22 zeigt.

Es unterscheiden sich somit die Gradienten in Luft und Stickstoff nicht wesentlich.

f) Beziehungen zwischen Lichterscheinungen und Potentialgradienten und zwischen Potentialgradienten und Ionentheorie.

Die Lichterscheinungen bei einer Röhre mit veränderlichem Querschnitt wurden zuerst von E. Goldstein[2]) ausführlich beschrieben. Er hat gefunden, daß das Licht längs der ganzen Kapillare dieselbe Farbe zeigt, und daß dieselbe Farbe auch bei dem Kathodenstrahlenbündel auftritt, das von der Kapillare ausgeht. Aber nicht nur die Farbe, sondern auch das Spektrum ist dasselbe.

Wird die Verbindungsröhre zwischen den weiten Gefäßen immer enger, so wird das Blau des Lichtes immer intensiver, und in dem Spektrum desselben treten alle Banden immer mehr und mehr zurück bis auf vier Banden, und gerade „diese vier Banden mit denselben Nebenmaximis in analoger Helligkeitsverteilung“ zeigt das Spektrum des Kathodenlichtes.

Diese Beobachtungen von E. Goldstein stehen im vollen Einklang mit den vorhergehenden Potentialmessungen und finden ihre Erklärung in denselben. Sieht man ab von den Ausnahmefällen bei Röhre VIII[3]), so ist der Gradient längs der engen Röhre ziemlich konstant, und dementsprechend ändert sich

[1]) H. Schwienhorst, a. a. O., S. 20.
[2]) E. Goldstein, Wied. Ann. Bd. 11, S. 832. 1880.
[3]) s. S. 50.

die Färbung der positiven Säule nicht für diesen Teil des Rohres. Tritt ein anormaler Potentialabfall infolge Sondenstörung auf, so ist sofort eine intensivere Blaufärbung zu beobachten. Da Farbe und Spektrum der Kathodenstrahlen mit dem der Röhre übereinstimmen, so läßt sich schon daraus entnehmen, daß ein Potentialsprung an der Striktionskathode nicht auftritt. Dies haben in der Tat die Potentialmessungen ergeben, solange keine Intensitätssteigerung des Lichts in der Kapillare infolge von Sondenstörung auftritt.

Die Potentialmessungen ergeben, daß mit abnehmendem Druck das Verhältnis der Gradienten in engen und weiten Röhren immer größer wird. In Übereinstimmung hiermit ist bei tiefen Drucken der Unterschied in der Blaufärbung für Röhren von verschiedenem Querschnitt besonders groß, und gleichzeitig damit treten die Kathodenerscheinungen an der Übergangsstelle vom engen zum weiten Querschnitt in der Richtung des negativen Stroms immer deutlicher hervor.

Eine Erklärung der Kathodenerscheinungen bei einer Verengerung des Querschnittes vom Stande der Ionentheorie aus wurde schon von J. Stark[1]) gegeben. Die Erklärung der Erscheinungen durch die Verschiedenheit der Geschwindigkeit der Ionen in den engen und weiten Röhren infolge des verschiedenen Gradienten findet eine weitere Stütze darin, daß nach den Ergebnissen der Potentialmessungen bei tiefen Drucken die Geschwindigkeitsunterschiede im engen und weiten Rohr größer sind, als nach den bisherigen Potentialmessungen der Theorie zu Grunde gelegt werden konnte[2]).

g) Resultate.

Für die unempfindliche Entladungsform ergibt sich bei kontinuierlichem Stromdurchgang:

1. Bei den tiefen Drucken werden in engen Röhren durch Sonden mitunter beträchtliche Störungen im Potentialverlauf herbeigeführt.

2. An der Striktionskathode findet kein Potentialsprung statt. Die Kathodenerscheinungen sind durch den starken Potentialabfall in der engen Röhre bedingt.

---

[1]) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. Leipzig 1902, S. 148.

[2]) J. Stark, Ann. d. Phys. Bd. 4, S. 215, 1901.

3. Das Verhältnis der Gradienten in den engen und weiten Röhren wird mit abnehmendem Drucke immer größer.

4. Der Gradient ändert sich (speziell für große Stromstärken) von der Striktionsanode zur Striktionskathode nur wenig. Eine Ausnahme tritt nur bisweilen bei kleinen Stromstärken auf, wenn der enge Röhrenteil eine große Länge hat.

5. Der mittlere Gradient in der engen Röhre ist unabhängig von der Länge der Röhre.

6. Im Striktionsglimmlicht ist der Gradient kleiner als in den übrigen Teilen des weiten Entladungsrohres.

7. Der Gradient ist unabhängig vom Kathodenfall. Es ist dies eine Bestätigung der Versuche von G. C. Schmidt.

8. Die für Luft gefundenen Gradienten unterscheiden sich nicht wesentlich von den für Stickstoff gefundenen Gradienten.

9. Den Potentialmessungen entsprechen Beobachtungen von Goldstein über Färbung und Spektrum der positiven Säule in engen Röhren.

10. Die Erklärung der Striktionskathodenerscheinungen von J. Stark auf Grund der Ionentheorie erhält eine Stütze durch die Potentialmessungen bei tiefen Drucken.

3. Über den Potentialverlauf bei der empfindlichen Entladungsform.

Strahlen größerer Starrheit treten an der Striktionskathode nur bei der empfindlichen Entladungsform auf. Es erschien daher wünschenswert, auch diese Entladungsform in den Bereich der Untersuchung zu ziehen, trotzdem sie als diskontinuierlich anzusehen ist. Für die Untersuchung bei dieser Entladungsform wählt man am besten den Fall, bei dem eine Diskontinuität weder mit rotierendem Spiegel noch mit dem Telephon nachzuweisen ist. (Scheinbar kontinuierliche Entladung.)

Gegen eine Messung mit Sonden müssen sich Bedenken geltend machen. So schreiben E. Wiedemann und G. C. Schmidt[1]): „Sobald disruptive Entladungen auftreten, ist die Verwendung von Sonden nicht mehr ohne weiteres möglich, da

[1]) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, a. a. O., S. 321.

diese selbst infolge der auftretenden Oszillationen zu Kathoden werden und nicht mehr das Potential des Gases anzeigen. Besondere Versuche sollen prüfen, ob hier mit weißglühenden Sonden Resultate zu erzielen sind."

Eine Potentialmessung ließe sich in der Tat mit glühenden Sonden und der Braunschen Röhre durchführen, wenn nicht durch die angelegte Kapazität der ganze Entladungsvorgang sich ändern würde, wie frühere Beobachtungen gezeigt haben. Wurde die Röhre, deren Dimensionen S. 31 gegeben sind, von einer empfindlichen Entladung durchsetzt, bei der die Empfindlichkeit das einzige Merkmal der Diskontinuität war, so änderte sich die Entladung nicht, wenn die Akkumulatoren und Vorschaltwiderstände mit den Sonden verbunden wurden. Die Entladung erschien im rotierenden Spiegel auch noch kontinuierlich, wenn die Sonde im Striktionsglimmlicht geglüht wurde. Wurde dagegen die Sonde vor der Striktionsanode zum Glühen gebracht, so traten schwache Diskontinuitäten auf, die sehr stark wurden, wenn beide Sonden glühten. Wurde eine Kapazität an die Sonden angelegt, so waren die Wirkungen natürlich sehr viel stärker. Es genügte dann schon, die Hand dem Vorschaltwiderstand zu nähern, um die Zahl der Entladungen zu ändern.

Es ist aber, abgesehen von der Änderung der Entladungsform, zu berücksichtigen, daß durch die Temperatursteigerung die Leitfähigkeit des Gases vergrößert wird, und daß durch den Platindraht, der mit einem wirksamen Oxyd bedeckt ist, ein sehr starker Ionisator in das Gas gebracht wird.

Potentialgradienten ließen sich auch nach der kalorimetrischen Methode bestimmen, doch ist dies nach E. Wiedemann und G. C. Schmidt[1]) nur dann gestattet, wenn die gesamte elektrische Arbeit dort, wo sie geleistet wird, auch in Wärme umgesetzt wird. Unterscheiden sich daher bei den tiefen Drucken die Gradienten an verschiedenen Stellen der Entladungsröhre beträchtlich, so wird leicht derselbe Fall eintreten wie beim Glimmlicht, daß das Maximum der Erwärmung nicht an den Stellen des größten Potentialabfalles liegt, sondern daß durch den letzteren der Elektrizität eine kinetische Energie

[1]) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, a. a. O., S. 330.

erteilt wird, die erst in weiter entfernten Teilen der Röhre in Wärme umgesetzt wird.

Für die Folge bin ich daher zu der Verwendung kalter Sonden zurückgekehrt. Wir haben gesehen, daß der Kathodenfall, der für größere Stromstärken an diesen Sonden auftritt, wie ein großer Widerstand wirkt. Infolgedessen ist der Einfluß der Kapazität des Elektrometers auf die Entladung bei kalten Sonden kleiner als bei heißen Sonden.

Die Potentialmessungen wurden im folgenden in der Weise durchgeführt, daß die beiden Sonden, zwischen denen die Potentialdifferenz gemessen wurde, mit den Quadrantenpaaren des Elektrometers verbunden wurden und die Nadel abwechselnd an die beiden Quadrantenpaare angelegt wurde. Bei den folgenden Beobachtungen ist zu berücksichtigen, daß der Ausschlag des Elektrometers mit quadratischer Empfindlichkeit nicht die höchste Potentialdifferenz gibt, die zwischen den Sonden überhaupt auftritt, sondern einen zeitlichen Mittelwert.

Die verschiedene Empfindlichkeit der einzelnen Teile des Entladungsrohres weist allerdings darauf hin, daß der Einfluß des Elektrometers beim Anlegen an verschiedene Sonden verschieden sein wird. Es wurden im folgenden nur dann Messungen angestellt, wenn beim Anlegen des Elektrometers an die Sonden keine Anzeichen der Diskontinuität außer dem dunklen Raum auftraten. Allerdings war dieser Zustand in den meisten Fällen nur durch sehr sorgfältiges Regulieren des Widerstandes und des Glühzustandes der Kathode zu erzielen. War dieser Zustand bei einer Röhre für eine bestimmte Stromstärke erreicht, so zeigte das Elektrometer einen konstanten Ausschlag, während bei den Entladungen, in denen eine Diskontinuität mit dem rotierenden Spiegel nachzuweisen war, der Ausschlag meist sehr stark schwankte.

Eine gewisse Garantie dafür, daß die Entladungsform durch das Anlegen des Elektrometers an die Sonden verschiedener Strecken nicht wesentlich verschieden geändert wurde, ergibt sich daraus, daß die Summe der zwischen den Sonden (a b) und (b c) gemessenen Potentialdifferenz übereinstimmte mit der zwischen den Sonden (a c) gemessenen Potentialdifferenz. So ergab sich für Röhren von der Form der Figur 4 c

$$(\mathrm{II\ III}) = (\mathrm{II\ 1}) + (12) + (23) + (34) + (4\ \mathrm{III})$$

und für Röhren von der Form der Figur 4 a

$$(\text{III IV}) = (\text{III 1}) + (12) + (23) + (3\ \text{IV});$$

dagegen war vielfach

$$(\text{I II}) + (\text{II III}) > (\text{I III})$$

Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Potentialdifferenzen zwischen diesen Sonden sehr klein sind, und daher Störungen in der Potentialverteilung, wie sie durch die Verengerung des Querschnitts durch die dunklen Räume an den Sonden bedingt sind, hier besonders stark hervortreten.

a) Potentialmessungen in Röhren mit Verengerungen im Querschnitt.

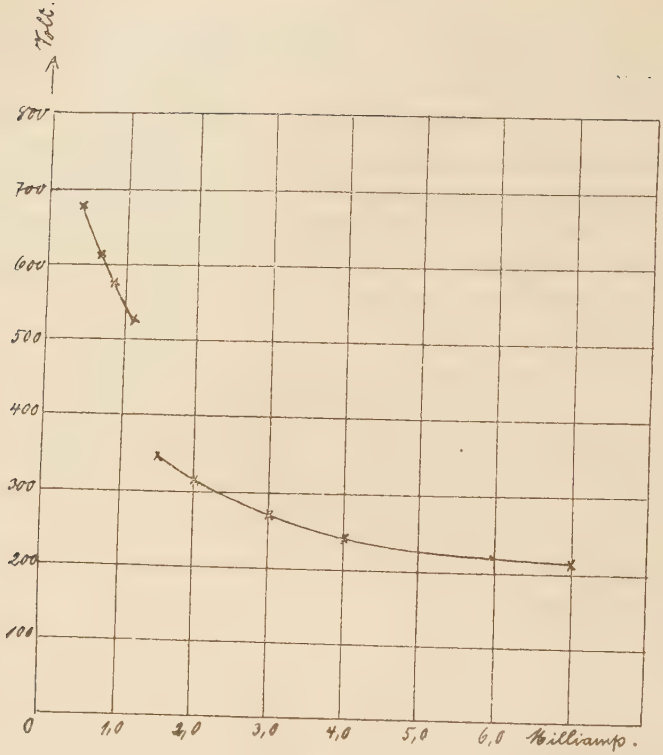
1. Übergang von der unempfindlichen zur empfindlichen Entladungsform.

Die zu den Versuchen dienenden Röhren hatten die Form der Röhren in Figur 4 a und c. Der Übergang von der empfindlichen zur unempfindlichen Entladungsform trat unter den schon im ersten Abschnitt angegebenen Bedingungen auf. Das Auftreten stärkerer Diskontinuitäten. hat seinen Grund darin, daß der Übergang mit einem Potentialsprung für die positive Säule verbunden ist.

Ein Bild dieser Erscheinung gibt Figur 5. Die Kurve bezieht sich auf die Röhre II. Als Ordinaten sind die Spannungsabfälle zwischen den Sonden (II III), als Abszissen die Stromstärken aufgetragen. Für die kleinen Stromstärken, die die empfindliche Entladungsform darstellen, nimmt die Spannung mit wachsender Stromstärke rasch ab. Zwischen 1,05 und $1{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp. findet der Übergang von der empfindlichen zur unempfindlichen Entladungsform statt. Für die letztere Entladungsform nimmt der Spannungsabfall mit wachsender Stromstärke anfangs rasch ab, dann langsamer und nähert sich schließlich einem konstanten Werte.

2. Verteilung des Spannungsabfalls in der engen Röhre.

Der Spannungsabfall verteilt sich zwischen den einzelnen Sonden so, daß der Spannungsabfall kleiner wird von der Striktionsanode zur Striktionskathode.



Figur 5.

Die Verteilung des Spannungsabfalls für Röhre II gibt die Tabelle 23 für verschiedene Stromstärken bei einem Druck von

Tabelle 23.

i	Gradient				
	II 1	12	23	34	4 III
0,40	(62,1)	47,1	42,4	31,7	(17,6)
0,60	(51,0)	43,1	39,7	30,1	(14,2)
0,75	(47,5)	38,7	37,3	29,2	(13,8)
1,05	(36,8)	36,6	33,6	25,8	(14,3)
1,50*	(16,1)	24,1	20,4	20,3	(15,4)

$p = 0{,}08$ mm Hg. Da der Abstand der einzelnen Sonden sehr verschieden war, so sind in den Tabellen die mittleren Gradienten gegeben, wie sie sich aus den gemessenen Potentialdifferenzen zwischen den einzelnen Sonden ergeben. Die Berechnung der Gradienten für (II 1) und (4 III) hat an und für sich

keinen Sinn, da die Entladungsstrecken je zwei verschiedenen Querschnitten angehören; da aber in beiden Fällen ungefähr die Hälfte der Strecke dem weiten und die andere Hälfte dem engen Rohre angehörte, so gestatten die Werte einen Vergleich des Potentialabfalles für die beiden Strecken. Die mit * versehene Stromstärke bezieht sich auf die unempfindliche Entladungsform [1]).

Der Unterschied der Potentialverteilung bei der empfindlichen und unempfindlichen Entladungsform tritt besonders deutlich in der graphischen Darstellung hervor. Diese ist in Figur 6 und Figur 7 gegeben. Figur 6 gibt den Verlauf des Potentials in der Kapillare, das Potential in Sonde 1 gleich x gesetzt. In Figur 7 ist der Gradient $\frac{dV}{dl}$ als Funktion des Abstandes von Sonde 1 dargestellt. Dabei ist angenommen, daß der mittlere Wert des Gradienten gleich dem Gradienten in der Mitte der Strecke gesetzt werden kann, für die die Potentialdifferenz bestimmt wurde. Für die großen Stromstärken bei der unempfindlichen Entladung ist der Potentialverlauf nahezu geradlinig; es ist somit $\frac{dV}{dl} = const.$ Für die kleinen Stromstärken ändert sich dagegen $\frac{dV}{dl}$ stark. Die Änderungen des Gradienten betragen hier bis über 30% [2]).

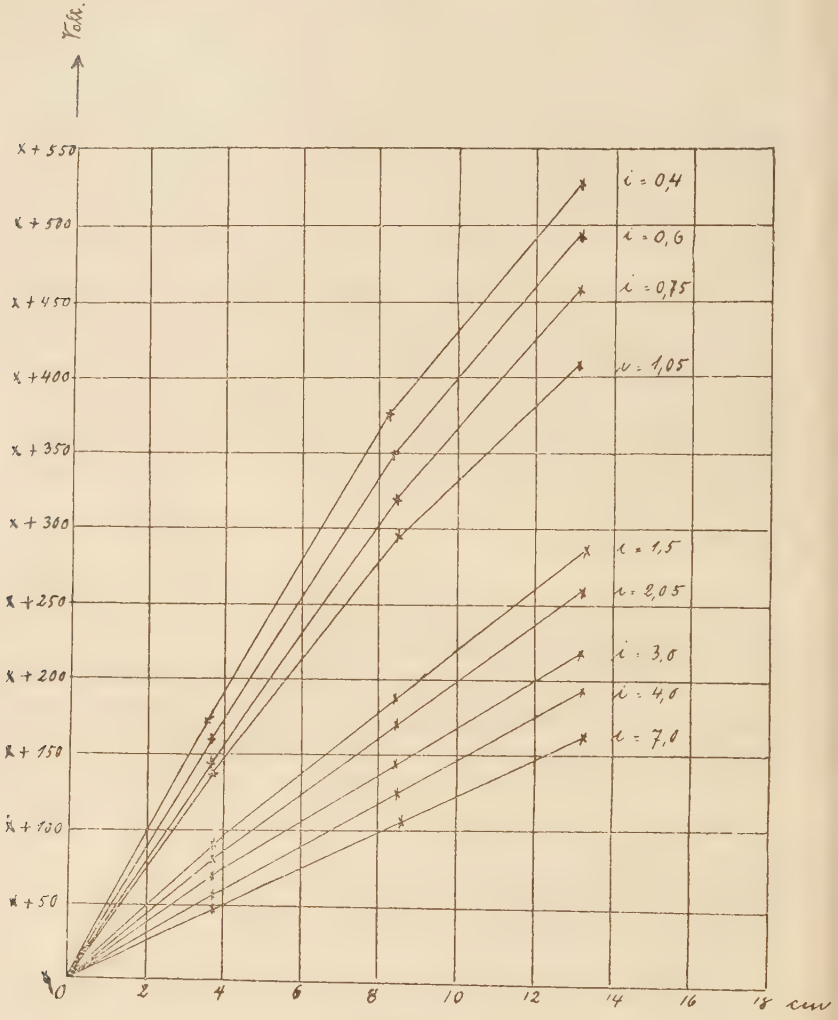
Die übrigen Röhren, deren enger Röhrenteil einen Durchmesser von 0,3 cm hatte, ergaben qualitativ dieselben Resultate, jedoch zeigten die quantitativen Bestimmungen bei den einzelnen Röhren mitunter ziemliche Abweichungen. Ich verzichte auf die Mitteilung dieser Messungsreihen aus Gründen, die auf S. 64 gegeben werden sollen.

Dieselben Erscheinungen zeigen auch die Röhren, bei denen das enge Rohr einen Durchmesser von ca. 0,8 cm hatte. Die

[1]) Vgl. Tabelle 12, S. 47.

[2]) Nimmt man an, daß auch für ein stromdurchflossenes Gas die Gleichung $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\varrho$ gilt (vgl. hierzu: E. Wiedemann, Wied. Ann. Bd. 20, S. 777. 1883; A. Schuster, Proc. Roy. Soc. Bd. 47, S. 541. 1890 und J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. Leipzig 1902. Mechanismus der elektrischen Strömung), so ergibt sich für die unempfindliche Entladungsform eine starke räumliche Ladung in der Kapillare.

Erscheinungen treten nur in etwas schwächerer Form auf. Tabelle 24 gibt einige Werte der Gradienten für die Röhre V bei der empfindlichen Entladungsform. Bei den Röhren, bei

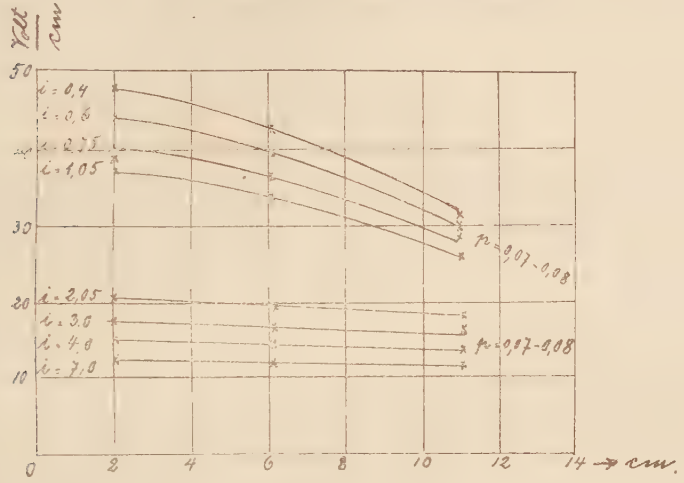


Figur 6.

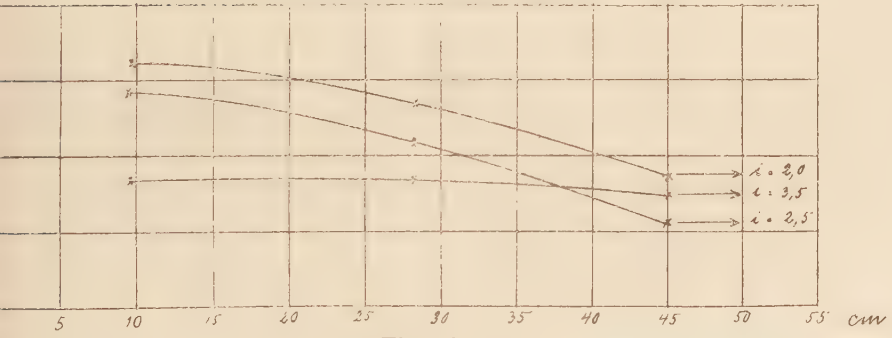
denen die enge Röhre eine größere Länge hatte, traten die oben angeführten Erscheinungen mitunter wieder sehr stark hervor.

Die starke Änderung des Gradienten längs des engen

Röhrenteiles trat aber hier, wie schon oben erwähnt wurde, auch bei der unempfindlichen Entladungsform auf. In Figur 8 ist der Verlauf des Gradienten bei der letzteren Entladungsform für einige Werte der Stromstärken aus Tabelle 20 bei einem Druck von $p = 0{,}015$ mm Hg graphisch dargestellt. Die Ähn-



Figur 7.



Figur 8.

lichkeit der Kurven für $i = 2{,}0 \cdot 10^{-3}$ Amp. und $2{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp. mit den Kurven für die empfindliche Entladungsform in Figur 7 tritt deutlich hervor. Für $i = 3{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp. ist die Versuchsreihe gewählt, bei der keine starke Änderung des Gradienten längs des Rohres auftrat. (Vgl. hierzu S. 50 und S. 51.)

Tabelle 24.

p	i	Gradient		
		12	23	34
0,040	0,20	17,6	16,2	12,5
0,030	0,25	17,1	14,4	13,1
0,025	0,40	15,6	12,6	10,7

3. Abhängigkeit der Potentialverteilung vom Kathodenfall.

Während bei der kontinuierlichen Entladungsform der Gradient unabhängig vom Kathodenfall war, ändert sich bei der empfindlichen Entladungsform die Potentialverteilung stark mit dem Glühzustand der Kathode.

Der Kathodenfall konnte zwar vielfach noch innerhalb weiter Grenzen geändert werden, ohne daß eine Änderung in der Potentialverteilung eintrat, häufig genügte jedoch schon eine kleine Änderung des Glühzustandes der Kathode, um eine Änderung in der Potentialverteilung herbeizuführen. In der Tabelle 25 sind einige Versuchsreihen für Röhre VI mitgeteilt, die die Abhängigkeit der Potentialverteilung vom Kathodenfalle bei einem Druck von $p = 0{,}04$ mm Hg und der betreffenden

Tabelle 25.

$i = 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp.

K	Pot. Diff.			
	II 1	12	23	34
I (400)	106,7	161,6	122,3	101,7
II	141,5	148,9	96,4	47,1
III	100,2	163,0	110,5	31,9

$i = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp.

K	Pot. Diff.			
	II 1	12	23	34
I (150)	15,4	57,7	57,1	57,0
II	114,5	140,2	87,0	32,8
III	82,9	154,8	94,2	37,2

$i = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp.

K	Pot. diff.			
	II 1	12	23	34
I (ca. 50)	10,1	55,0	54,8	54,3
II	79,5	121,1	97,9	36,4
III	56,1	125,0	98,9	35,5

$i = 5{,}0 \cdot 10^{-3}$ Amp.

K	Pot. Diff.			
	II 1	12	23	34
I (ca. 50)	10,3	45,3	45,0	45,0
II	10,3	45,3	45,0	45,0
III	10,3	45,3	45,0	45,0

Stromstärke geben. Es beziehen sich dabei die unter I gegebenen Werte der Potentialdifferenzen auf einen Kathodenfall, dessen Wert in Klammern beigefügt ist; die unter II und III gegebenen Werte beziehen sich auf sehr kleine Kathodenfälle, bei denen an der Kathode nur noch schwaches Glimmlicht vorhanden war, respektive auch der letzte Rest von Kathodenerscheinungen bei sehr stark glühender Kathode verschwunden war.

Der Abstand der Sonden war

	II 1	12	23	34
cm	1,8	9,4	9,2	9,1

Bei $0{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp. war die Entladungsform stets die empfindliche. Bei 1,5 und $2{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp. trat bei einem Kathodenfall von 150 respektive 50 Volt die unempfindliche Entladungsform auf. Bei Steigerung des Glühzustandes der Kathode ging jedoch die Entladung in die empfindliche Form über. Bei $i = 5{,}0 \cdot 10^{-3}$ Amp. ist die Entladungsform in allen Fällen die unempfindliche, und die Potentialverteilung bleibt infolgedessen für alle drei Fälle dieselbe. Ist schwaches Glimmlicht vorhanden, so tritt zwischen (II 1) ein starker Potentialabfall auf, und längs der engen Röhre nimmt der Gradient stark ab. Bei stark glühender Kathode verschiebt sich das Maximum des Potentialabfalles gegen (12) hin, die starke Abnahme des Gradienten längs der engen Röhre bleibt bestehen.

Wurde der Druck geändert, so traten bei dieser Röhre stets dieselben Erscheinungen auf, jedoch wurden die beiden Grenzstromstärken[1]), bei welchen 1. die unempfindliche Entladungsform überhaupt nicht auftrat, 2. die Entladungsform stets unempfindlich war, mit abnehmenden Drucken größer.

Auch bei den anderen Röhren wurden ähnliche Erscheinungen beobachtet, doch war der Einfluß des Glühzustandes nicht immer derselbe. In den meisten Fällen war eine scheinbar kontinuierliche Entladung für die verschiedenen Stadien nicht zu erhalten. Die Verschiebung der Grenzstromstärke und eine starke Abnahme der Gradienten längs der engen Röhre war jedoch bei allen Röhren zu beobachten[2]). Bei den Röhren,

[1]) s. S. 22.

[2]) Bei einigen Röhren wurde in einzelnen Fällen auch keine wesentliche Änderung des Gradienten längs der Verengerung beobachtet.

deren enger Röhrenteil einen Durchmesser von 0,3 cm hatte, war bei den tiefsten Drucken eine kontinuierliche Entladung meist nur sehr schwer, mitunter überhaupt nicht mehr zu erhalten.

Ich verzichte darauf, hier eine größere Anzahl von Versuchsreihen mitzuteilen, da infolge der großen Abhängigkeit der Versuche von der Kapazität der einzelnen Röhren und von dem Glühzustand der Kathode ein Vergleich der einzelnen Messungsreihen doch nicht möglich ist. Auch ein Vergleich der Messungsreihen bei derselben Röhre ist, abgesehen von der Schwierigkeit, dieselben Versuchsbedingungen herzustellen, nur solange möglich, als keine merkliche Zerstäubung der Sonden stattgefunden hat. Denn durch diese Zerstäubung wird der Potentialverlauf vielfach gestört[1]).

Tabelle 26.

Pot. Diff.				K	Bemerkung
II 1	12	23	34		
103,7	154,0	121,8	100,5	350	Dieselbe Gasfüllung. Zwischen beiden Versuchen ca. $^1/_2$ h.
106,7	161,6	122,3	101,7	400	
110,2	148,5	115,9	96,6	200	Neue Gasfüllung. Zwischen den beiden Versuchen ca. 2 h.
102,0	154,0	118,8	97,6	700	

Tabelle 26 zeigt, daß ungefähr dieselben Potentialdifferenzen für die einzelnen Sonden erhalten wurden, wenn es gelang, dieselben Versuchsbedingungen herzustellen. Die Versuche beziehen sich auf Röhre VI bei einer Stromstärke von $i = 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp. und einem Druck von $p = 0{,}03$ mm Hg. Die Versuche sind bei einem Kathodenfall von über 200 Volt angestellt, da bei den größeren Kathodenfällen die Änderung der Potentialverteilung mit dem Kathodenfall meist klein ist, wenn für dieselben eine scheinbar kontinuierliche Entladung zu erzielen ist. Zwischen den einzelnen Beobachtungsreihen liegt stets eine Reihe anderer Beobachtungen.

[1]) An dem Metallspiegel, der durch die Zerstäubung der Sonden entsteht, treten sekundäre Kathoden auf, die eine Veränderung des Querschnittes bedingen.

b) Potentialmessungen in Röhren ohne Verengerungen im Querschnitt.

Die folgenden Versuche wurden angestellt, um das Verhalten von Röhren von ungeändertem Querschnitt bei der empfindlichen Entladungsform bei tiefen Drucken zu beobachten. Untersucht wurden zwei Röhren.

Die erste Röhre hatte einen Durchmesser von 2,5 cm und eine Länge von 51,5 cm. In die Röhre wurden durch seitlich angeschmolzene Röhren acht Sonden eingeführt[1]). Der Abstand der Sonden betrug 4,6 bis 5,1 cm. Der Gradient bleibt für die unempfindliche kontinuierliche Entladung längs des Rohres bei den tiefen Drucken auch für kleine Stromstärken ziemlich konstant. Wird der Kathodenfall sehr klein, so tritt die empfindliche Entladungsform auf. Der Gradient ist dann wieder wesentlich höher, und gleichzeitig treten stärkere Änderungen des Gradienten längs der Röhre auf.

Tabelle 27.

p	Gradient						
	12	23	34	45	56	67	78
0,013*	2,6	2,5	2,6	2,5	2,5	2,3	2,5
0,008*	2,2	1,9	2,0	1,9	2,0	1,9	1,9
0,014	3,9	6,5	3,7	6,3	7,2	4,9	3,6
0,005	3,9	4,4	3,4	5,0	5,3	4,7	4,4

Tabelle 27 gibt einige Messungsreihen für die Stromstärke $0{,}6 \cdot 10^{-3}$ Amp. Die beiden ersten Messungsreihen beziehen sich auf die kontinuierliche, die beiden letzten auf die scheinbar kontinuierliche Entladungsform.

Die zweite Röhre hatte einen Durchmesser von 0,76 cm und eine Länge von 100 cm. Es waren sechs Platinsonden eingeschmolzen, deren Abstände 13 bis 14 cm betrugen. Als Anode diente bei den folgenden Versuchen ein Aluminiumdraht. Der Abstand der Sonde 6 von der Anode war teils 5 cm teils 0,6 cm. Einige der Messungsreihen gibt Tabelle 28.

Die mit * versehenen Stromstärken beziehen sich wieder auf die kontinuierliche, unempfindliche Entladungsform, die übrigen

[1]) s. S. 41.

Tabelle 28.

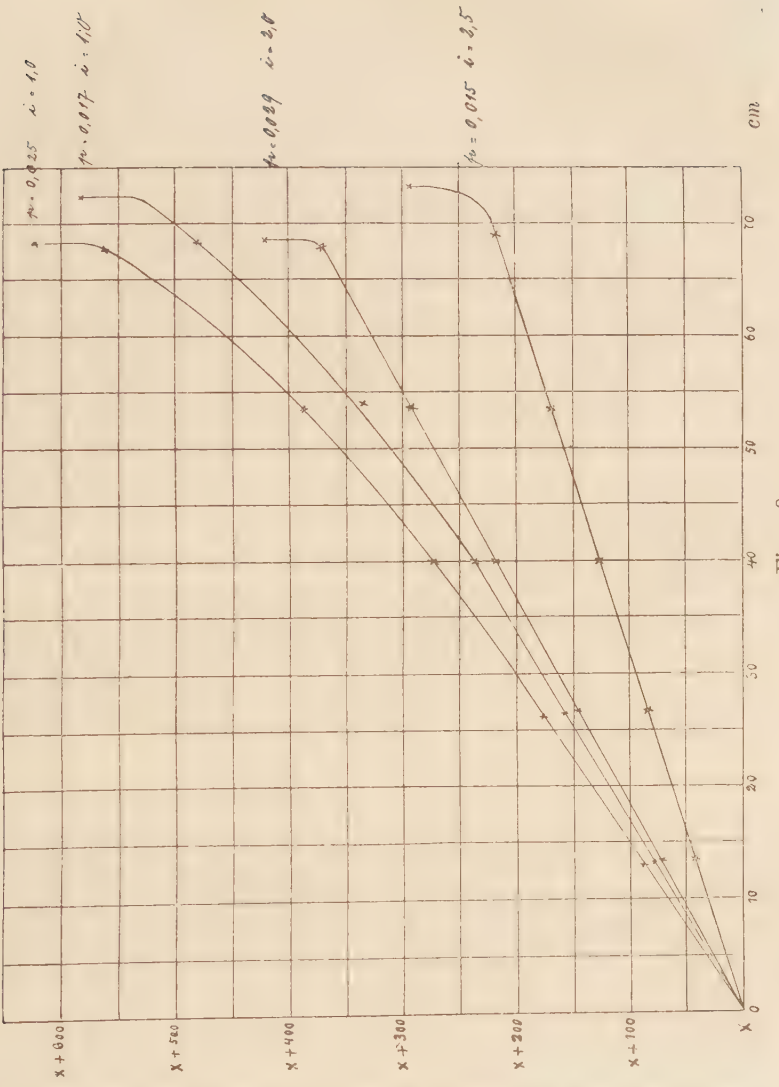
p	i	Abstand 6 A	Gradient				
			12	23	34	45	56
0,017	1,0	5,0	6,0	5,7	5,8	7,4	9,9
0,015	2,5*	5,0	2,9	3,4	3,1	3,3	3,4
0,025	1,0	0,6	6,4	6,7	7,0	8,7	12,6
0,032	1,0	0,6	6,4	7,2	7,2	9,2	12,3
0,032	1,5*	0,6	5,2	5,5	5,3	5,4	5,5
0,029	2,0*	0,6	4,6	4,7	4,5	4,6	4,7

auf die scheinbar kontinuierliche, empfindliche Entladungsform. Das Verhalten der letzteren gegen genäherte Leiter war im wesentlichen dasselbe wie bei den Röhren mit veränderlichem Querschnitt. Es zeigte sich, daß wieder speziell die Sonden in der Nähe der Kathode gegen Anlegen des Elektrometers empfindlich waren, und häufig löste sich dabei die Entladung in wahrnehmbare Einzelentladungen auf. Es war jedoch bei dieser Röhre durch Änderung des Glühzustandes der Kathode stets leicht zu erzielen, daß die scheinbar kontinuierliche Entladungsform erhalten wurde, und daß dieser scheinbar kontinuierliche Charakter der Entladung auch beim Anlegen von Kapazitäten an die Sonden erhalten blieb. Besonders leicht war dies zu erreichen, wenn vor dem Anlegen der Kapazität an die Sonden schon einige Zeit lang eine Entladung durch die Röhre gegangen war.

Die Tabelle 28 zeigt, daß bei der unempfindlichen Entladungsform der Gradient längs der Röhre ziemlich konstant ist. Es zeigen jedoch sämtliche Messungsreihen, nicht nur die in der Tabelle mitgeteilten, von der Kathode aus zunächst ein Ansteigen des Gradienten, dann eine Abnahme und dann wieder ein langsames Ansteigen bis zur Anode.

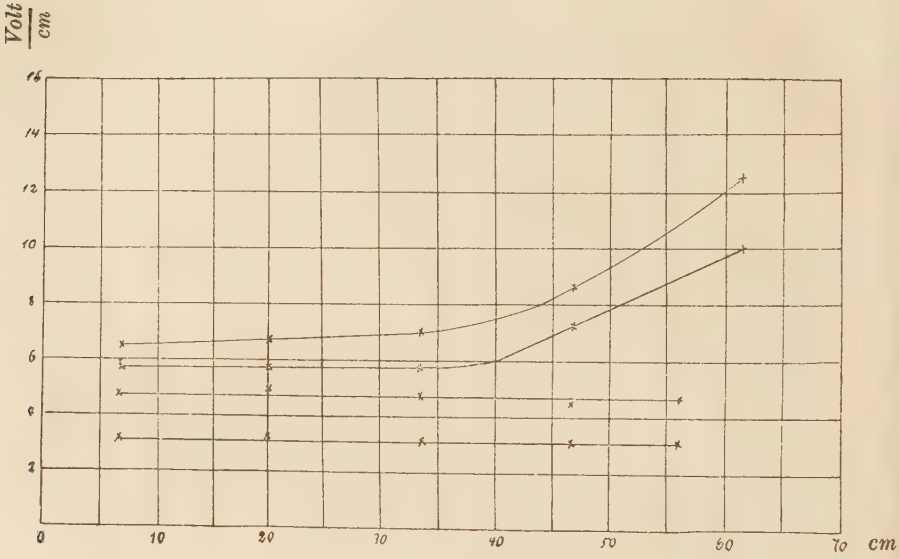
Bei der scheinbar kontinuierlichen Entladung ist der Gradient zwar anfangs auch noch konstant, wenn man in der Richtung des negativen Stromes geht, dann steigt er aber allmählich sehr stark an.

Figur 9 gibt ein Bild der Potentialverteilung längs der Röhre, das Potential bei Sonde 1 gleich x gesetzt. Man sieht, daß bei der kontinuierlichen Entladungsform das Potential geradlinig ansteigt bis zu dem Anodenfall; dagegen steigt für die empfindliche Entladung die Potentialkurve etwa von der

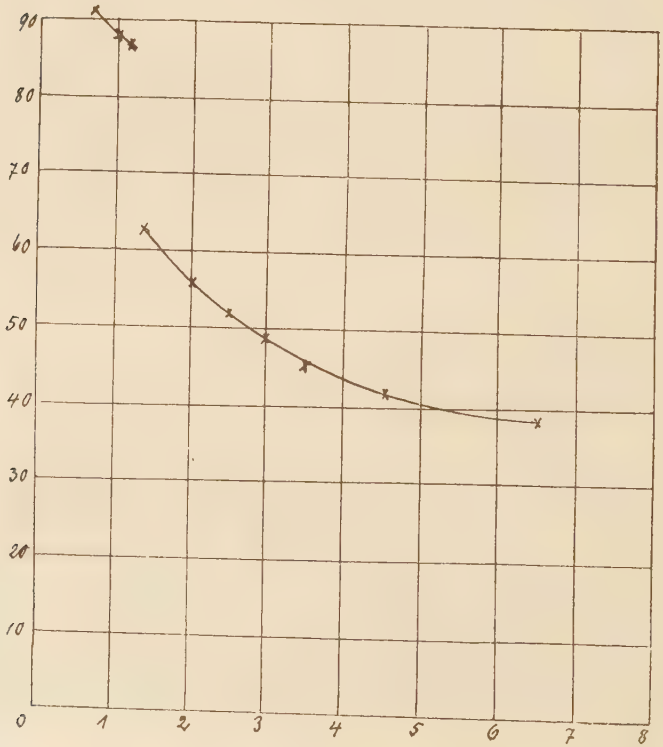


Figur 9.

Mitte ab sehr viel steiler an. Noch deutlicher tritt der Unterschied hervor, wenn man statt des Potentialverlaufs den Verlauf des Gradienten graphisch darstellt. In Figur 10 sind die Gradienten in $\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ als Ordinaten, die Entfernungen von Sonde 1 als Abszissen aufgetragen. Dabei ist wie auf S. 61 angenommen, daß der Gradient in der Mitte der Strecke, für die die Spannungs-



Figur 10.



Figur 11.

differenz gemessen wurde, gleich dem mittleren Gradienten ist, wie er sich aus der zwischen den betreffenden Sonden gemessenen Spannungsdifferenz ergibt, eine Annahme, die allerdings nicht streng zutrifft.

Der Übergang von der unempfindlichen zur empfindlichen Entladungsform findet wieder sprungweise statt. Dies zeigt Figur 11, in der die Potentialdifferenz zwischen den Sonden (34) als Funktion der Stromstärke dargestellt ist. Der Sprung wäre noch weit größer, wenn wir eine der folgenden Strecken des Entladungsrohres den Beobachtungen zugrunde gelegt hätten.

Um zu sehen, ob das starke Ansteigen des Gradienten bei der empfindlichen Entladung nicht durch sekundäre Umstände bedingt ist, wurde noch ein Versuch angestellt, bei dem die Aluminiumelektrode durch einen Platindraht mit wirksamen Oxyd ersetzt war. Die beiden Elektroden wurden abwechselnd zu Kathoden gemacht. Die Potentialverteilung ergab in beiden Fällen das starke Ansteigen des Gradienten gegen die Anode. Die Beobachtungsreihen stimmten gut mit den Beobachtungsreihen der Tabelle 28 überein. Ich verzichte daher darauf, sie mitzuteilen.

c) Kathodenerscheinungen bei diskontinuierlichen Entladungen und Ventilwirkung.

Die Potentialmessungen bei den scheinbar kontinuierlichen Entladungen zeigen deutlich, daß die Kathodenstrahlen bei diskontinuierlichen Entladungen ihre Starrheit nicht einem Potentialsprung an der Striktionskathode, sondern dem Potentialabfall in der engen Röhre verdanken. An der Übergangsstelle von dem engen zu dem weiten Rohre in der Richtung des negativen Stromes ist der Spannungsabfall in den meisten Fällen nicht größer als bei den kontinuierlichen Entladungen; ist er aber größer, so ist der Unterschied in beiden Fällen klein. Jedenfalls kann aus dieser Potentialsteigerung nicht das Auftreten der sehr viel intensiveren Kathodenstrahlen erklärt werden.

Wir haben bei den kontinuierlichen Entladungen gesehen, daß die mit abnehmendem Druck immer deutlicher hervortretenden Kathodenerscheinungen sich daraus erklären, daß das Verhältnis der Gradienten in den engen und weiten Röhren-

teilen mit abnehmendem Druck immer größer wird. Die Potentialmessungen bei den scheinbar kontinuierlichen Entladungen beziehen sich nur auf tiefe Drucke, sie zeigten jedoch, daß der Unterschied des Gradienten im engen und weiten Rohr ein beträchtlicher ist. Daß auch hier das Verhältnis der Gradienten bei den hohen Drucken in engen und weiten Röhren kleiner ist, zeigen kalorimetrische Messungen von E. Wiedemann[1]). Aus denselben ergibt sich, daß der Unterschied zwischen der Erwärmung in engen und weiten Röhren nicht sehr groß ist, daß aber bei den tiefen Drucken eine beträchtliche Abweichung davon zu beobachten ist, insofern die Erwärmung in den engen Röhren sehr viel größer ist als in den weiten.

Die kalorimetrischen Messungen von E. Wiedemann geben uns aber noch über eine weitere Erscheinung Aufklärung. Geht man von einer scheinbar kontinuierlichen oder schwach diskontinuierlichen Entladung zu einer stark diskontinuierlichen Entladung über, so treten bei den tiefen Drucken an der Striktionskathode Strahlen sehr viel größerer Starrheit auf. Bei diesen Entladungen läßt sich mit Sondenmessung nichts erreichen, da in diesen Fällen ein konstanter Elektrometerausschlag nicht mehr möglich ist. Die Ausschläge deuten allerdings darauf hin, daß in diesen Fällen das Entladungspotential in der Kapillare sehr viel höher ist. Dies wird bestätigt durch die kalorimetrischen Messungen, die ergaben, daß zwar im allgemeinen der Unterschied der Erwärmung in der positiven Säule mit und ohne Funkenstrecke nicht allzu groß ist, daß dagegen bei den tiefen Drucken mit dem Einschalten einer Funkenstrecke (Abnahme der Zahl der Entladungen) die Erwärmung beträchtlich zunimmt. Auf die stark diskontinuierlichen Entladungen werde ich bei der magnetischen Ablenkung der Striktionskathodenstrahlen noch weiter zu sprechen kommen.

Für die Erklärung der Kathodenerscheinungen bei den scheinbar kontinuierlichen und nachweisbar diskontinuierlichen Entladungen vom Standpunkt der Ionentheorie gilt nach dem Vorhergehenden das auf Seite 55 Ausgeführte. Es ist dazu nur noch zu bemerken, daß vom Standpunkt der Ionentheorie die

---

[1]) E. Wiedemann, Wied. Ann. Bd. 10, S. 222. 1880.

Ionisierungsspannung zuerst für die negativen Elektrizitätsträger (Elektronen) erreicht wird[1]). Es wird daher in der Kapillare die Entladung auf der Seite der Striktionsanode einsetzen. Daher wird hier der Spannungsabfall groß sein, während in den übrigen Teilen der Kapillare gegen die Striktionskathode hin der Gradient viel kleiner sein wird, da durch die Geschwindigkeit, die die Elektronen unter dem Einfluß des starken Spannungsabfalls in den vorhergehenden Röhrenteilen erlangen, die Ionisation eine beträchtliche sein wird. Die Potentialmessungen stimmen in der Tat mit der von der Theorie geforderten Potentialverteilung überein.

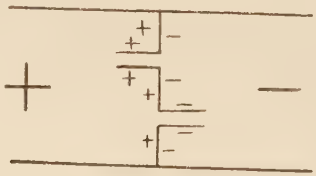
Mit den Kathodenerscheinungen bei tiefen Drucken hängt auch die Ventilwirkung zusammen, die auftritt, wenn die Verengerung die Form eines Trichters hat. Bei den kontinuierlichen Entladungen tritt eine Ventilwirkung nicht auf, wie die Versuche von E. Wiedemann und G. C. Schmidt[2]) gezeigt haben. Dies ist nach den Potentialmessungen des 2. Abschnittes auch nicht zu erwarten. Dagegen muß bei den diskontinuierlichen Entladungen eine Ventilwirkung auftreten. Denn nach den vorhergehenden Messungen tritt bei den diskontinuierlichen Entladungen die Potentialsteigerung an der Striktionsanode um so stärker hervor, je größer die Änderung des Querschnitts ist. Ist also die Spitze der Kathode zugekehrt, so muß die Potentialsteigerung an der Striktionsanode wegen des engen Querschnitts besonders groß sein; im anderen Falle wird dagegen die Potentialsteigerung klein sein infolge des weiten Querschnittes an der Striktionsanode. Der Teil der Röhre gegen die Striktionskathode hin wird bei dem Entladungsvorgang eine geringere Rolle spielen, da der Potentialabfall in ihm durch den stärkeren Potentialabfall in den vorhergehenden Röhrenteilen herabgesetzt wird. Die kinetische Energie, die der Elektrizität in der Nähe der Striktionsanode erteilt wird, wird hier dazu verwendet, den Gradienten herabzusetzen, ebenso wie der kleine Gradient im Glimmlicht bedingt wird durch den starken Potentialabfall an der Kathode.

Eine Ventilwirkung ergibt sich somit schon auf Grund der

---

[1]) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. Leipzig 1902, S. 56.
[2]) E. Wiedemann und G. C. Schmidt, a. a. O., S. 334.

Potentialsteigerung an der Striktionsanode. Diese tritt jedoch noch viel stärker hervor, wenn Röhren von der Form Figur 4*b* verwendet werden. Der Grund dafür ist in den Kapazitätsverhältnissen zu suchen, durch die also die Ventilwirkung mit bedingt ist. J. Stark[1]) hat bereits darauf hingewiesen, daß infolge der Wandladungen einem diskontinuierlichen Strom eine Trichterröhre den Stromdurchgang leichter gestattet, wenn die Trichterspitze der Anode zugekehrt ist. Die Figur 12 läßt leicht erkennen, daß der Durchgang der Entladung in einem Sinne durch die Wandladung begünstigt, im anderen erschwert wird. Dies ist jedoch nur der Fall, so lange man annimmt, daß die Ionisierungsspannung für die negativen Elektrizitätsträger kleiner ist als für die positiven.



Figur 12.

Die Ventilwirkungen, wie sie speziell durch Wandladungen veranlaßt werden, sind auch der Grund, warum im vorhergehenden eingekittete Röhren nur selten verwendet werden konnten. Nimmt man z. B. ein Rohr von der Form Figur 4*b*, so ist es bei den tiefen Drucken viel schwerer, eine Entladung mit der Batterie durch das Rohr zu bekommen, als wenn die engen und weiten Röhrenteile wie in Figur 4*a* und *c* aneinander geschmolzen sind. Auf der Seite der Striktionskathode kann ein längerer Teil der Kapillare in das Rohr hineinragen, ohne daß dadurch das Einsetzen der Entladung erschwert wird. Wir werden von diesem Umstand in den folgenden Abschnitten Gebrauch machen.

d) Resultate.

1. Bei dem Übergang von der unempfindlichen zu der empfindlichen Entladungsform ändert sich das Potentialgefälle in der positiven Säule sprungweise.

[1]) J. Stark, a. a. O., S. 149.

2. Bei einer Röhre von der Form der Geißlerschen Röhren nimmt bei der empfindlichen Entladungsform der Gradient längs der engen Röhre von der Striktionsanode nach der Striktionskathode stark ab.

3. Der Potentialverlauf in dem engen Röhrenteil ändert sich bei diesen Röhren bei der empfindlichen Entladungsform stark mit der Änderung des Kathodenfalls.

4. Bei Röhren ohne Querschnittsänderung ändert sich der Gradient nicht wesentlich, wenn der Querschnitt groß ist. Bei Röhren von kleinem Querschnitt bleibt der Gradient in der Richtung des negativen Stromes zunächst konstant und nimmt dann gegen die Anode hin zu.

5. Die beiden Grenzstromstärken, für die a) die unempfindliche Entladungsform überhaupt nicht auftritt, b) die Entladungsform stets die unempfindliche ist, werden mit abnehmenden Druck stets größer.

6. Aus den Potentialmessungen und den kalorimetrischen Messungen von E. Wiedemann läßt sich entnehmen, daß mit abnehmendem Druck das Verhältnis der Gradienten in den engen und weiten Röhrenteilen auch bei der empfindlichen Entladungsform stark wächst.

7. Die Ventilwirkung erklärt sich aus den Potentialmessungen. Es spielen dabei die Kapazitätsverhältnisse des Rohres eine Rolle.

4. Der anormale Anodenfall.

Bei einigen gelegentlichen Bestimmungen des Potentialabfalles zwischen der Sonde IV und der Anode fiel mir auf, daß der Anodenfall in einigen Fällen einen sehr beträchtlichen Wert hatte. So ergaben sich z. B. bei der Röhre II für die den Tabellen 12 und 23 entsprechenden Messungsreihen für den Spannungsabfall zwischen der Sonde IV und der Anode (Messingdraht) die folgenden Werte:

i	0,15	0,40	0,60	0,75	1,05	1,50	2,05	3,00	4,00	7,00
(IV A)	123	120	117,5	113	125,5	113	123,5	113	122	123.

Von dem Potentialabfall (IV A) fallen ca. 10 bis 15 Volt auf die positive Säule, es bleiben somit für den Anodenfall ca. 100 Volt. In einigen anderen Fällen wurde der Anodenfall noch höher gefunden. Sehr häufig wurde der hohe Anoden-

fall beobachtet, wenn ein mit CaO bedeckter Platindraht als Anode diente. Die für den Anodenfall beobachteten Werte weichen hier bei derselben Anode mitunter stark voneinander ab. Die Änderungen des Anodenfalls mit Druck und Stromstärke gestalteten sich sehr unregelmäßig. Die Anodenschicht saß bald an dieser, bald an jener Stelle des Platindrahtes, in den meisten Fällen aber an einem der Zuleitungsdrähte (Messing), eventuell an der Lötstelle (Silber). War die Zuleitung von isolierenden Glasröhren umgeben, so zwängte sich die Anodenschicht häufig in die Glasröhre hinein. Wurde die Anode geglüht, so sank der Anodenfall, wenn er anormal hoch war, beträchtlich, während bei einem normalen Anodenfall in Übereinstimmung mit den Versuchen von A. Wehnelt[1]) die Herabsetzung der Potentialdifferenz nicht so stark hervortrat. Saß die Anodenschicht am Messingdraht, so rückte sie beim Glühen an den glühenden Platindraht. Bei einem Anodenfall, bei dem die Anodenschicht am Silber der Lötstelle saß, wurde eine momentane Steigerung des Anodenfalls durch das Glühen der Anode beobachtet. Die Anodenschicht rückte dabei an den glühenden Platindraht, kehrte jedoch dann sofort wieder an ihren ursprünglichen Platz zurück, und das Anodengefälle erlangte dabei den ursprünglichen Wert wieder.

Es war nicht Absicht bei dieser Arbeit, genauere Messungen über den Anodenfall durchzuführen, es schien jedoch von Interesse, den Grund dieses hohen Potentialabfalles zu untersuchen, zumal dieser hohe Anodenfall im folgenden zur Bestimmung des Verhältnisses ε/μ dienen sollte.

Nach den Versuchen von C. A. Skinner[2]) liegt der Anodenfall für verschiedene Metalle zwischen 18 und 45 Volt. Er nimmt ab mit abnehmendem Druck, er müßte somit bei den tiefen Drucken, bei denen der anormale Anodenfall beobachtet wurde, kleiner sein, als den obigen Angaben entspricht, da diese sich auf höhere Drucke beziehen.

Der hohe Anodenfall konnte durch folgende Umstände bedingt sein:

---

[1]) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. Bd. 14, S. 425. 1904.

[2]) C. A. Skinner, Inauguraldissertation. Berlin 1899 u. Wied. Ann. Bd. 68, S. 752. 1899.

1. Durch die Lage der Anode. E. Wiedemann[1]) hat gefunden, daß der Anodenfall sehr hoch steigt, wenn die Anode in den dunklen Raum eintritt. Da jedoch bei den vorhergehenden Versuchen die Anode stets in der positiven Säule lag, so mußte es von vornherein wahrscheinlich erscheinen, daß die Lage der Anode keinen wesentlichen Einfluß haben würde.

2. Durch lokale Unstetigkeiten an der Anode. Die Versuche haben gezeigt, daß beim Übergang zu der empfindlichen Entladungsform das Gesamtpotential stark steigt. Nach früheren Angaben[2]) sind an der Anode lokale Unstetigkeiten möglich, die sich dem Nachweis mit dem Telephon entziehen. Es kann nun der Fall eintreten, daß solche lokale Diskontinuitäten auch mit dem rotierenden Spiegel nicht nachgewiesen werden können, und durch diese lokalen Unstetigkeiten kann der anormal hohe Anodenfall bedingt sein.

3. Durch die Unreinheit der Anode. Aus den Versuchen von C. A. Skinner[3]) ergab sich, daß die Reinheit der Anode auf den Anodenfall von großem Einfluß ist, und daß unter Umständen der Anodenfall durch letztere bis auf das Doppelte steigt. Es tritt selbst bei reinen Oberflächen nach längerem Stromdurchgang ein Uberzug auf, und infolgedessen steigt der Anodenfall, wenn längere Zeit Strom durch die Röhre geht. Die Versuche von Skinner haben jedoch nie so hohe Werte für den Anodenfall ergeben, wie sie von mir mehrfach beobachtet wurden.

Einige Versuche über die Änderung des Anodenfalls mit dem Abstand der Anode von der Striktionskathode ergeben, daß der Anodenfall auch bei Röhren mit Verengerungen im Querschnitt vollständig unabhängig ist von der Lage der Anode, so lange diese nicht in das Striktionsglimmlicht eintritt. In diesem Falle sinkt der Anodenfall etwas. Die Versuche wurden in der Weise durchgeführt, daß die Anode in der Röhre durch einen Barometerabschluß verschiebbar gemacht wurde[4]), ähnlich wie bei den bolometrischen Messungen

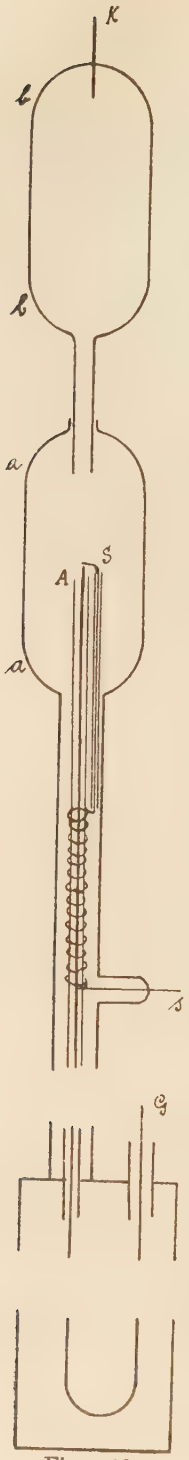
---

[1]) E. Wiedemann, Wied. Ann. Bd. 20, S. 767. 1883 und Bd. 63, S. 242. 1897. — Vergl. auch C. A. Mebius, Wied. Ann. Bd. 59, S. 695. 1896.

[2]) s. S. 26.

[3]) C. A. Skinner, a. a. O.

[4]) E. Wiedemann, Wied. Ann. Bd. 20, S. 767. 1883.



Figur 13.

von R. W. Wood[1]). Eine Skizze der verwandten Röhre gibt Figur 13. Der Aluminiumdraht, der als Anode A diente, war bis auf 2 mm mit einem Glasrohr umgeben. Um den Anodenfall zu messen, wurde eine Sonde S eingeführt. Der obere Teil der Zuleitung zu der Sonde S war ebenfalls mit einem Glasrohr umgeben, das mit dem die Anode umhüllenden Glasrohr starr verbunden war. Der untere Teil der Zuleitung bestand aus einer Spirale, die um das isolierende Glasrohr der Anode gewickelt war, und endigte in dem seitlichen Ansatzrohr s. Die Spirale ermöglichte, daß das ganze System durch Heben und Senken von G längs der ganzen Röhre a a verschoben werden konnte.

Um die Abhängigkeit des Anodenfalles von etwa vorhandenen lokalen Diskontinuitäten zu untersuchen, wurden einige Beobachtungen über den Einfluß von Diskontinuitäten auf den Anodenfall ausgeführt. Tabelle 29 gibt einige Beobachtungen für einen anormalen Anodenfall. Der Druck war $p = 0{,}1$ mm Hg. Einige Beobachtungen bei einem normalen Anodenfall bei einem Druck von 0,11 mm Hg gibt Tabelle 30.

Die Stetigkeit und Unstetigkeit der Entladung hat somit keinen Einfluß auf die Höhe des Anodenfalles. Es kann somit der Anodenfall auch nicht von lokalen Diskontinuitäten herrühren.

Es bleibt daher nur noch die Möglichkeit, daß das hohe Anodenpotential von der Unreinheit der Anode herrührt, und dafür spricht auch, daß alle Elektroden, bei denen der anormale Anodenfall auftrat, lange Zeit als Anoden in Entladungsröhren gedient hatten. Bei einer solchen Elektrode aus Messing wurde ein Anodenfall von 89 Volt beobachtet. Nachdem die Elektrode mit

[1]) R. W. Wood, Wied. Ann. Bd. 59, S. 238. 1896.

Tabelle 29.

i	Anodenfall	Form der Entladung
3,00	103	unempfindlich — kontinuierlich.
3,00	102	unempfindlich — Telephon: schwaches Geräusch — Rotierender Spiegel: kontinuierlich bis auf Anode. An dieser starke Intensitätsschwankungen.
0,65	116	empfindlich — diskontinuierlich.
2,00	100	unempfindlich — kontinuierlich.
0,50	118	empfindlich — diskontinuierlich.

Tabelle 30.

i	Anodenfall	Form der Entladung
2,0	38	unempfindlich — kontinuierlich.
2,0	39	unempfindlich — diskontinuierlich.
0,5	38	empfindlich — diskontinuierlich.

Schmirgelpapier gereinigt war, betrug der Anodenfall noch 29 Volt. Es wäre nun noch zu ermitteln, warum bei den tiefen Drucken bei meinen Versuchen ein so sehr viel höherer Anodenfall beobachtet wurde als bei den Versuchen von C. A. Skinner. Dieser gibt an, daß bei langem Stromdurchgang ein Überzug auf der Anode zu beobachten war. Dieser Überzug scheint mir auf den Einfluß der einströmenden negativen Elektrizität zurückzuführen zu sein, also auf die chemische Wirkung von Kathodenstrahlen, deren Auftreten durch den Anodenfall bedingt ist. Da bei abnehmendem Druck die Kathodenerscheinungen bei gleichem Potentialabfall deutlicher hervortreten, so ist anzunehmen, daß diese Wirkung mit abnehmendem Druck stärker wird. Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß bei meinen Versuchen Sauerstoff, eventuell auch Wasserstoff in der Röhre vorhanden war, und dadurch können die Beobachtungsresultate mit bedingt sein. Welcher Art diese chemische Wirkung ist, läßt sich nicht ohne weiteres sagen, da die Kathodenstrahlen chemische Wirkungen verschiedenster Art hervorrufen.

Für die Erklärung des hohen Anodenfalles aus einer chemischen Einwirkung der Kathodenstrahlen spricht auch die

Beobachtung, daß ein verhältnismäßig rascher Übergang des normalen Anodenfalles in den anormalen beobachtet wurde, als die Anode sich längere Zeit im Striktionsglimmlicht befand.

Das Anodenlicht sitzt immer an der Stelle der Anode, für die der Anodenfall den kleinsten Wert hat. Dies zeigen die Versuche von E. Goldstein[1]) mit einer Elektrode, die halb aus Aluminium, halb aus Silber bestand. In der verschiedenen Reinheit verschiedener Stellen der Anode resp. in der chemischen Veränderung einzelner Teile durch den Stromdurchgang ist auch der Grund für das Wandern des Anodenlichts zu suchen.

Bei den oben angeführten Beobachtungen sitzt das Anodenlicht an dem Platindraht mit CaO, so lange an einigen Stellen der blanke Draht freiliegt, bis an diesen Metallflächen durch den Stromdurchgang der Anodenfall wächst, dann zwängt sich die Anodenschicht in die isolierende Glasröhre hinein und sitzt an dem Messingdraht resp. an dem Silber der Lötstelle.

Die Form der Anode, wie sie bei den Versuchen dadurch bedingt war, daß dieselbe Elektrode auch zeitweise als glühende Kathode diente, begünstigt den Eintritt des anormalen Anodenfalles. Wurde ein Messingdraht mit reiner Oberfläche mit einer isolierenden Glasröhre umgeben, so daß die Wand des Glasrohres 1 mm über den Messingdraht hinausragte, so trat schon nach verhältnismäßig kurzer Zeit ein anormaler Anodenfall auf. Es hat dies seinen Grund einmal darin, daß die Oberfläche der Anode klein ist und daher rasch mit einem Überzug bedeckt wird, andererseits wurde aber hier der Anodenfall von vornherein höher gefunden und je höher der Anodenfall, um so rascher wird die chemische Veränderung der Oberfläche sein. Wurde die umhüllende Röhre entfernt, so nahm der Anodenfall wieder seinen ursprünglichen Wert an. Es scheint mir zweifelhaft, ob die Erhöhung der Potentialdifferenz zwischen IV A (ca. 20 Volt) bei reiner Oberfläche allein der Erhöhung des Gradienten auf der Strecke von 1 mm zuzuschreiben ist; sie ist wohl zum größeren Teil durch eine Erhöhung des Anodenfalles durch die Einschnürung des Anodenlichts bedingt. Weitere Versuche wurden über diese Erscheinung nicht angestellt. Wächst der Anodenfall durch eine Einschnürung, so erklärt es sich auch,

[1]) E. Goldstein, Verh. d. phys. Ges. Bd. 11, S. 75. 1892.

warum C. A. Skinner[1]) bei einer einfach mit Schmirgelpapier gereinigten Fläche höhere Anodenfälle beobachtete als bei einer sorgfältig polierten Oberfläche (bei einer Platinplatte bei 1 mm Druck 35 Volt gegen 27 Volt). Der große Unterschied rauher und polierter Oberflächen würde dann dadurch mit bedingt sein, daß das Anodenlicht vorzugsweise in den Vertiefungen sitzt, deren Oberfläche reiner ist. Durch die Einschnürung des Anodenlichts durch die benachbarten Teile steigt der Anodenfall.

Resultate:

1. Der Anodenfall in einer Röhre mit Verengerungen in der positiven Säule ist unabhängig von der Lage der Anode, solange diese nicht im Striktionsglimmlicht liegt.

2. Der Anodenfall ändert sich nicht wesentlich beim Übergang von kontinuierlichen zu diskontinuierlichen Entladungen.

3. Der anormal hohe Anodenfall ist durch die Unreinheit der Anode bedingt.

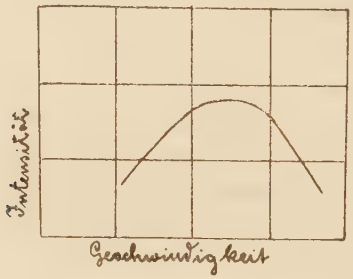
4. Der Überzug der Anode ist auf eine chemische Wirkung von Kathodenstrahlen zurückzuführen, die unter dem Einfluß des Anodenfalles im Gase entstehen.

5. Magnetische Ablenkung von Striktionskathodenstrahlen.

Nach den Potentialmessungen der vorhergehenden Abschnitte verdanken die Kathodenstrahlen, die bei einer Verengerung des Querschnitts auftreten, ihre Starrheit nicht einem Potentialabfall an einer bestimmten Stelle, sondern je nach der Entladungsform und der dadurch bedingten Potentialverteilung nehmen die Strahlen aus größeren oder kleineren Tiefen des Entladungsrohres ihren Ursprung. Es kann somit zur Bestimmung des Verhältnisses ε/μ eine Potentialmessung nicht verwandt werden. Es könnte zunächst scheinen, daß auch die magnetische Ablenkung zu keinem Ziele führen werde. Da die Strahlen aus verschiedenen Tiefen der Röhre kommen, so werden sie bei der magnetischen Ablenkung zu einem Spektrum ausgebreitet. Das magnetische Spektrum ist jedoch im allgemeinen nicht sehr breit. Die Strahlen kleiner Geschwindigkeiten sind im Glimmlicht

[1]) C. A. Skinner, a. a. O. (Dissertation, S. 11).

vertreten. Aus der Ablenkung des Glimmlichts läßt sich die Geschwindigkeit der in ihm vertretenen Strahlen infolge der diffusen Ausbreitung nicht bestimmen. Betrachten wir das Strahlenbündel, das sich schärfer gegen das Glimmlicht abhebt, so ist nach der Helligkeitsverteilung im abgelenkten Strahlenbündel die Geschwindigkeitsverteilung im Spektrum ungefähr von der Form der Figur 14.



Figur 14.

Es besitzen somit gewisse Strahlen mittlerer Geschwindigkeit ein Maximum der Intensität.

Die Erscheinung dürfte durch folgenden Umstand bedingt sein. Wird ein magnetisches Feld erzeugt, so treten die Strahlen nicht mehr axial aus der Kapillare aus, was vorher für die starreren Strahlen angenähert der Fall war, sondern die Strahlen treten unter einem Winkel aus, der je nach der Stelle, an der die Strahlen ihren Ursprung nehmen, verschieden ist. Es werden daher Strahlen, die aus großen und kleinen Tiefen der Kapillare kommen, bevor sie in die weite Röhre gelangen und sich hier frei ausbreiten können, die Wand der Kapillare treffen und hier diffus reflektiert werden[1]). Die unter Umständen mehrfach reflektierten Strahlen werden aus dem Rohr unter allen möglichen Winkeln austreten und deshalb wohl im wesentlichen nur zur Vermehrung der Glimmlichtserscheinungen dienen. Das abgelenkte Kathoden-

[1]) Daß die Wand tatsächlich von Kathodenstrahlen getroffen wird, zeigte die Erscheinung, daß das Glas am Ende der Kapillare stark angegriffen wird, wenn eine größere Reihe von magnetischen Ablenkungen mit dem Rohr durchgeführt wurde. Es trat eine starke Braunfärbung des Gases auf.

strahlenbündel besteht daher nur aus Strahlen, die aus einem bestimmten Bereich der Kapillare kommen. Dieser Bereich wird von der Stärke des Magnetfeldes (selbstverständlich auch von der Verteilung des Magnetfeldes), einerseits von der Potentialverteilung und der Größe der Öffnung andererseits abhängen. Nun ändert sich aber der Gradient unter dem Einfluß eines transversalen Magnetfelds ziemlich stark[1]), und dadurch werden die Erscheinungen noch wesentlich kompliziert.

Im folgenden sollen einige Messungsreihen mitgeteilt werden, die sich sowohl auf die unempfindliche als auch auf die empfindliche Entladungsform beziehen. Aus der magnetischen Ablenkung läßt sich die Geschwindigkeit bestimmen, resp. der Potentialabfall, dem die Strahlen ihre Starrheit verdanken, wenn der Wert von ε/μ bekannt ist. Wir setzen daher zunächst ε/μ als bekannt voraus, und zwar nehmen wir den Wert $\varepsilon/\mu = 1{,}68 \cdot 10^7$, der für die Kathodenstrahlen an der Anode im folgenden bestimmt wird. Wir wählen diesen Wert, da die Fehlerquellen bei seiner Bestimmung die kleinsten sind. In der Tat kommt dieser Wert den von W. Kaufmann[2]) und S. Simon[3]) gefundenen Werten, die als die genauesten gelten, am nächsten.

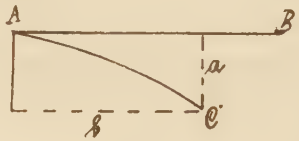
Über die Erzeugung des magnetischen Feldes und die Ausmessungen desselben finden sich die näheren Angaben im IV. Teil im 1. Abschnitt. Das magnetische Feld konnte bei den folgenden Messungen als konstant angesehen werden, da die abgelenkten Strahlen längs ihrer ganzen Ausdehnung sich im zentralen Magnetfeld der Spulen befanden. Die Störungen, die dadurch bedingt waren, daß die Strahlen nicht axial austreten, wurden bei den folgenden Messungen nicht in Rechnung gezogen, da einerseits nach den obigen Ausführungen die Bestimmung des Winkels, unter dem die Strahlen maximaler Helligkeit austreten, sich sehr kompliziert gestalten würde, andererseits aber die Bestimmung der zur Berechnung nötigen Größen mit so vielen Fehlerquellen verbunden ist, daß sich eine Berechnung des Winkels nicht verlohnt.

Da es sich bei den folgenden Messungen nur darum handeln kann, die Größenordnung der Geschwindigkeit der Strahlen zu

[1]) H. Schwienhorst, a. a. O., S. 35ff.
[2]) W. Kaufmann, Wied. Ann. Bd. 65, S. 431. 1898.
[3]) S. Simon, Wied. Ann. Bd. 69, S. 589. 1899.

bestimmen, so muß die magnetische Ablenkung besonders geeignet erscheinen, da das Maximum der Intensität gerade auf die Strahlen mittlerer Geschwindigkeit fällt. Wir müssen jedoch stets im Auge behalten, daß die im folgenden mitgeteilten Zahlen nur die Größenordnung geben sollen.

Die Bestimmung des Krümmungsradius wurde in der Weise durchgeführt, daß die Größen a und b in Figur 15 bestimmt wurden, wenn $A\,B$ die Bahn des Kathodenstrahls ohne Magnetfeld und $A\,C$ die Bahn unter dem Einfluß des Magnetfelds darstellt. Bei den folgenden Messungen blieb a konstant und b wurde für verschiedene Feldstärken bestimmt, und der Krümmungsradius (r) aus a und b berechnet.



Figur 15.

Für die Geschwindigkeit der Strahlen ergibt sich aus Gl. (2) auf S. 121.

$$\mathfrak{g} = \frac{\varepsilon}{\mu} \mathrm{r}\,\mathfrak{H} = \frac{\varepsilon}{\mu} \mathrm{H}_0\,(\mathrm{r}\,\mathrm{J}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

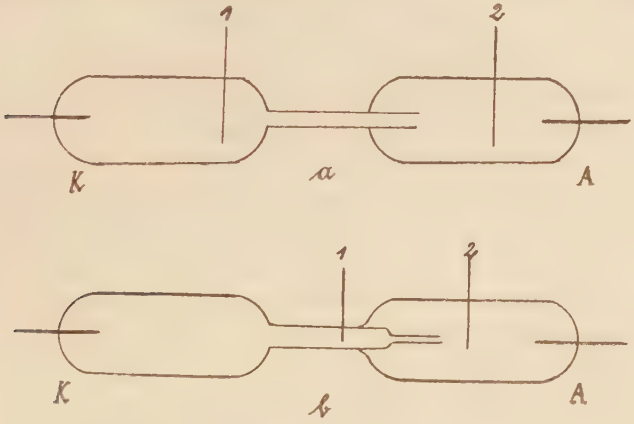
wo H_0 die Feldstärke für die Magnetisierungsstromstärke von 1 Amp. und J die Magnetisierungsstromstärke ist. Für den Potentialabfall X, dem die Strahlen ihre Geschwindigkeit verdanken, ergibt sich aus Gl. (1) und (2) S. 121.

$$\mathrm{X} = \tfrac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\mu} \mathrm{H}_0^{\,2}\,(\mathrm{r}\,\mathrm{J})^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

a) **Magnetische Ablenkung der weichen Strahlen bei der kontinuierlichen unempfindlichen Entladungsform.**

Zur Bestimmung der Ablenkung bei den sehr weichen Strahlen der kontinuierlichen Entladungsform, wurde eine Röhre von der Form Figur 16a verwandt. Die Länge der Kapillare, deren Durchmesser 0,3 cm war, betrug 14 cm. Der Abstand der Sonden war 23,5 cm. Die Versuche beziehen sich auf einen Druck von 0,09 mm Hg und eine Stromstärke $i = 3{,}0 \cdot 10^{-3}$ Amp. Der Spannungsabfall zwischen den Sonden war $\mathrm{V}_{12} = 280$ Volt.

Davon werden nach den Potentialmessungen mit Röhre I S. 47 (bei 0,08 mm Hg und $i = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp.) ungefähr 40 Volt auf das weite Rohr fallen, und für die Kapillare ergibt sich somit ein Gradient von ca. 17 Volt/cm in guter Übereinstimmung mit den früheren Potentialmessungen.



Figur 16.

Tabelle 31.

J	r	Jr	g	X (Volt)
0,7	0,89	0,62	$0{,}015 \cdot 10^{10}$	7,0
1,4	0,50	0,70	0,017	8,9
2,3	0,34	0,78	0,019	11,1

Die Tabelle 31 enthält für einige Magnetisierungsstromstärken J die zugehörigen Krümmungsradien r im Magnetfeld und die aus diesen Größen nach (1) und (2) berechneten Werte von g und X. Die Feldstärke für $J = 1{,}0$ Amp. wurde zu 14,7 Gauß bestimmt.

Die Tabelle zeigt zunächst, daß die Geschwindigkeit der Strahlen wächst mit wachsendem Magnetfeld. Der Grund liegt in der Steigerung des Gradienten durch das transversale Magnetfeld, die zum Teil durch eine Querschnittsänderung durch die Ablenkung der positiven Säule bedingt ist.

Vergleicht man die Werte des Gradienten im 2. Abschnitt dieses Teiles mit der Potentialdifferenz, der die Strahlen ihre

Starrheit verdanken, so findet man in Übereinstimmung mit früheren Resultaten, daß die Kathodenerscheinungen an der Striktionskathode lediglich durch den hohen Gradienten im engen Rohre bedingt sind.

b) Magnetische Ablenkung härterer Strahlen bei der empfindlichen Entladungsform.

Zu der Bestimmung der magnetischen Ablenkung bei der empfindlichen Entladungsform dienten Röhren von der Form Figur 15*b*. Der enge Röhrenteil bestand aus zwei Röhren, von denen die eine einen Durchmesser von ca. 1 cm, die andere einen Durchmesser von 0,06 cm hatte. Die Länge der letzteren war 2,7 cm. Die in Tabelle 32 mitgeteilten Versuche beziehen sich auf eine Stromstärke von $i = 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp. Die Bezeichnungen sind die üblichen. Die verschiedenen Entladungsformen bei demselben Druck konnten durch Änderung des Glühzustandes der Kathode erhalten werden.

Tabelle 32.

p	V_{12}	J	r	Jr	g	X (Volt)	Bemerkungen
0,10	1300	0,5	2,35	1,18	$0{,}032 \cdot 10^{10}$	30	Entladung im rotierenden Spiegel schwach diskontinuierlich.
		1,0	1,47	1,47	0,040	47	
		1,5	1,10	1,65	0,045	59	
		2,0	0,80	1,60	0,043	55	
0,10	1500	0,5	3,42	1,70	0,046	62	Entladung im rotierenden Spiegel kontinuierlich, überlagert von starken Einzelentladungen.
		1,0	1,66	1,66	0,045	59	
		1,5	1,10	1,65	0,045	58	
		0,5	6,92*	3,46	0,093	260	
		1,0	2,62*	2,62	0,071	150	
		1,5	— *	—	—	—	Bei J = 1,5 treten keine Einzelentladungen mehr auf.
0,04	2000	0,5	5,42	2,71	0,073	160	Entladung im rotierenden Spiegel schwach diskontinuierlich, überlagert von starken Einzelentladungen.
		1,0	2,10	2,10	0,057	95	
		1,5	1,30	1,95	0,053	82	
		0,5	— *	—	—	—	
		1,0	6,62*	6,62	0,178	940	Bei J = 0,5 sind die Strahlen der Einzelentladungen sehr starr und werden fast gar nicht abgelenkt.
		1,5	3,42*	5,13	0,138	570	
0,04	2000	1,0	2,10	2,10	0,057	95	Entladung im rotierenden Spiegel kontinuierlich.
		1,5	1,42	2,13	0,057	97	
		2,0	1,10	2,20	0,059	104	

Sieht man zunächst von der Änderung von X mit wachsendem Magnetfeld ab, so kann man aus den einzelnen Beobachtungsreihen folgendes über den Potentialabfall bei den verschiedenen Entladungsformen entnehmen: Beim Übergang von der scheinbar kontinuierlichen zu der schwach diskontinuierlichen Entladung ändert sich die Starrheit der Strahlen und damit der Potentialabfall, dem die Strahlen ihre Starrheit verdanken, nicht wesentlich. Geht man dagegen zu den stark diskontinuierlichen Entladungen über, wie sie durch stark leuchtende Einzelentladungen charakterisiert sind (in der Tabelle mit * bezeichnet), so tritt eine große Potentialsteigerung[1]) ein, die unter Umständen mehr als das Zehnfache des ursprünglichen Potentialabfalls betragen kann. Bei den stark diskontinuierlichen Entladungen bei $p = 0{,}04$ mm Hg war für die Magnetisierungsstromstärke $J = 0{,}5$ Amp. die Starrheit der Strahlen noch wesentlich größer. Der Potentialabfall, dem sie ihre Entstehung verdanken, betrug weit über 1000 Volt.

Betrachtet man die Änderung des Potentialabfalles bei Erregung des Magnetfeldes, so ergibt sich: Der Potentialabfall nimmt mit wachsender Intensität des Magnetfeldes bei der scheinbar kontinuierlichen und schwach diskontinuierlichen Entladung ebenso wie bei der kontinuierlichen Entladung zu, solange nicht stark diskontinuierliche Einzelentladungen auftreten. Ist das letztere der Fall, so nimmt die Starrheit der Strahlen, die den Einzelentladungen entsprechen, sehr stark ab, und die Einzelentladungen verschwinden für stärkere Magnetfelder eventuell vollständig. Die Starrheit der Strahlen, die der scheinbar kontinuierlichen oder schwach diskontinuierlichen Entladungsform entsprechen, nehmen ebenfalls, aber um sehr viel weniger ab.

Nach der Ionentheorie lassen sich diese Erscheinungen in folgender Weise deuten. Ist eine Entladung durch ein Rohr gegangen, so hat sie eine bestimmte Ionisierung hervorgerufen, die mit der Zeit abklingt. Wird ein Rohr von einer diskontinuierlichen Entladung durchsetzt, so wird das Entladungspotential von der Ionisierungsarbeit abhängen, die bei jeder

[1]) Vgl. hierzu S. 72.

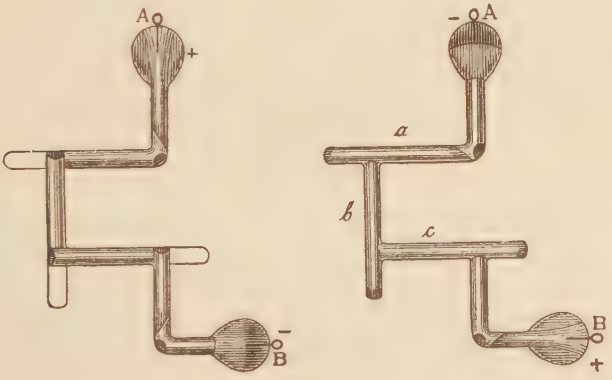
einzelnen Entladung geleistet werden muß. Diese ist um so größer, je größer die Pause zwischen zwei Entladungen ist, und hängt außerdem von der Intensität der Entladung ab. Daraus erklärt sich der starke Potentialabfall bei Einzelentladungen und der kleine Unterschied bei den scheinbar kontinuierlichen und schwach diskontinuierlichen Entladungen. Der starke Potentialabfall bei Einzelentladungen tritt auch auf, wenn aus irgend welchen Umständen Einzelentladungen von großer Intensität eine schwach diskontinuierliche oder scheinbar kontinuierliche Entladung durchsetzen, da die große Ionisierung, die für den Durchgang einer starken Entladung notwendig ist, durch die schwach diskontinuierliche Entladung nicht erzeugt wird.

Bei der Erregung des Magnetfeldes wird die Zahl der Einzelentladungen größer, und dadurch wird der Potentialabfall für dieselben herabgesetzt. Für die schwach diskontinuierlichen Entladungen wird durch das Auftreten von starken Einzelentladungen der Potentialabfall erhöht. Denn einmal wird die Elektrizitätsmenge, die bei jeder einzelnen Entladung übergeht, erniedrigt, damit nimmt die mittlere Stromstärke für diese Entladungsform ab, und der Pontentialabfall wird dadurch erhöht. Andererseits treten aber wohl starke Wandladungen auf, die den Stromdurchgang hemmen. Mit der Auflösung der starken Einzelentladungen in schwach diskontinuierliche Entladungen verschwinden die Bedingungen für die Potentialerhöhung, und daher nimmt auch für die schwach diskontinuierlichen Entladungen das Potential mit wachsender Feldstärke ab.

Für die stark diskontinuierlichen Entladungen sind im allgemeinen die Strahlen viel homogener als für die schwach diskontinuierlichen. Wurden durch eine Röhre, deren enger Röhrenteil dieselbe Form wie bei der Röhre in Figur 22 hatte, stark diskontinuierliche Entladungen geschickt, indem eine Funkenstrecke eingeschaltet wurde, so erschienen die Strahlen vollkommen homogen und riefen bei der magnetischen Ablenkung auf der Glaswand eine intensive Fluoreszenz hervor. Die Strahlen können an der Striktionskathode ihren Ursprung nicht nehmen, da die Farbe der Strahlen und die Farbe der positiven Säule in der Kapillare dieselbe ist, und bei einer so starken Potentialsteigerung an einer bestimmten Stelle eine intensivere Färbung hervortreten müßte, wie die Versuche über Sondenstörung

gezeigt haben. Es hatte sich somit bei den stark diskontinuierlichen Entladungen der ganze Potentialabfall auf die Anfangsstrecke der Kapillare bei der Striktionsanode konzentriert, an der nach den Potentialmessungen bei der scheinbar kontinuierlichen Entladungsform der Gradient den höchsten Wert hat.

Wird bei einem Entladungsrohr von der Form Figur 16 *b* der Heizstrom der glühenden Kathode plötzlich ausgeschaltet, während die Striktionskathodenstrahlen abgelenkt sind, so zeigt sich, daß während des Erkaltens der Kathode das Strahlenbündel eine Zeit lang homogen ist und bei kalter Kathode wieder ein Spektrum von der oben beschriebenen Intensitätsverteilung bildet. Es muß somit hier wiederum der gesamte Spannungsabfall in der Kapillare gegen die Striktionsanode hingerückt sein. Außer den Widerstandsverhältnissen (Ionisierung in der Gasstrecke) spielen hier jedenfalls wieder die Kapazitätsverhältnisse eine große Rolle.

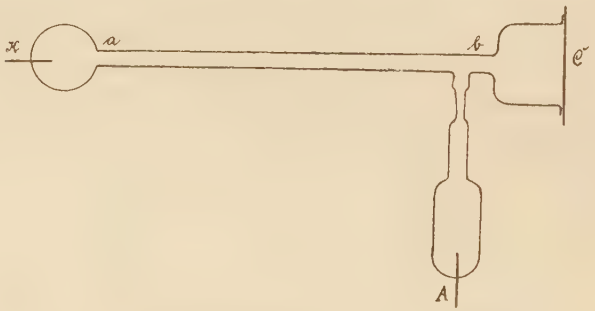


Figur 17.

Die starren Strahlen in der positiven Säule treten übrigens nicht nur bei Kapillaren, sondern auch bei weiteren Röhren auf. Dies zeigen Versuche von E. Goldstein. Die Versuchsanordnung zeigt Figur 17. In der positiven Säule entstehen hier starre Kathodenstrahlen, die Fluoreszenz hervorrufen. In c wird durch die vorhergehenden Teile der positiven Säule keine Ionisation geschaffen, da die Ionen vermöge ihrer Geschwindigkeit sich in der Richtung b weiter bewegen. Es muß daher die ganze Ionisierungsarbeit von dem Potentialabfall längs c geleistet werden, und dadurch ist eine Potentialsteigerung be-

dingt. Diesem starken Potentialabfall verdanken die Strahlen, die in der Fortsetzung von c auftreten, ihre Geschwindigkeit.

Auch bei den weiteren Röhren sind es speziell die den Einzelentladungen entsprechenden Strahlen, die starke Fluoreszenz hervorrufen. Dies zeigte ein Versuch mit einer Röhre von der Form Figur 18. Die Strecke a b des Entladungsrohres hatte einen Durchmesser von 0,6 cm und eine Länge von ca. 1,5 m. In dem Raume b C waren bei der magnetischen Ablenkung zwei gesonderte Kathodenstrahlenbündel zu beobachten. Das eine, das den schwach diskontinuierlichen Entladungen entsprach, zeigte ein Spektrum von der in Figur 14 angegebenen Intensi-



Figur 18.

tätsverteilung. Es wurde stark abgelenkt und rief keine Fluoreszenz des Glases hervor. Das zweite Strahlenbündel, als Lichtbündel kaum sichtbar, erschien vollkommen homogen und erregte die Glaswand zu starker Fluoreszenz. Da der Kathodenfall durch starkes Glühen der Kathode entfernt war, so kann die Starrheit dieser Strahlen nur dem Spannungsabfall der Einzelentladungen für die Strecke a b entsprechen.

c) Resultate.

1. Das magnetisch abgelenkte Striktionskathodenstrahlenbündel erscheint ziemlich homogen; es sind in ihm nur Strahlen mittlerer Geschwindigkeit vertreten.

2. Bei der kontinuierlichen Entladung wächst die Geschwindigkeit der Strahlen mit wachsendem Magnetfeld, da der Gradient durch das Magnetfeld erhöht wird.

3. Die Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit der Striktionskathodenstrahlen bei kontinuierlichen Entladungen be-

stätigt die Resultate der Potentialmessungen, daß die Kathodenerscheinungen an der Striktionskathode durch den hohen Gradienten in dem engen Rohre bedingt sind.

4. Beim Übergang von der scheinbar kontinuierlichen zu der schwach diskontinuierlichen Entladung ändert sich die Starrheit der Strahlen und damit der Potentialabfall, dem die Strahlen ihre Starrheit verdanken, nicht wesentlich.

5. Beim Übergang zu den stark diskontinuierlichen Entladungen tritt bei tiefen Drucken eine starke Potentialsteigerung ein.

6. Die mittlere Geschwindigkeit der Striktionskathodenstrahlen wächst bei Erregung eines Magnetfeldes bei der scheinbar kontinuierlichen und schwach diskontinuierlichen Entladung, solange diese nicht von stark diskontinuierlichen Entladungen überlagert ist.

7. Durchsetzen stark diskontinuierliche Einzelentladungen die schwach diskontinuierliche oder scheinbar kontinuierliche Entladung, so nimmt mit wachsendem Magnetfeld die Starrheit der stark diskontinuierlichen Entladungen ab, da dieselben sich in eine größere Reihe von Einzelentladungen auflösen, und dadurch wird auch der Spannungsabfall für die schwach diskontinuierlichen Entladungen herabgesetzt.

8. Aus der Ionentheorie läßt sich das Verhalten der verschiedenen Entladungsformen im Magnetfeld erklären.

9. Die den stark diskontinuierlichen Entladungen entsprechenden Strahlen sind mitunter vollkommen homogen.

10. Starre Strahlen in der positiven Säule treten auch in weiteren Röhren auf.

III. Teil.

Untersuchungen über die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke in der positiven Säule.

E. Goldstein[1]) hat zuerst darauf hingewiesen, daß der Unterschied zwischen den Lichtgebilden an der Kathode und

[1]) E. Goldstein, Wied. Ann. Bd. 11, S. 832. 1880 und Bd. 12, S. 90 und 249. 1881.

den Lichtgebilden in der positiven Säule kein prinzipieller ist. Sind in beiden Fällen die Lichtgebilde vorwiegend durch die Elektronen bedingt, so müssen gewisse Eigenschaften des Kathodenfalls auch bei dem Gradienten auftreten. Im folgenden sollen einige Versuche über die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke mitgeteilt werden, die hauptsächlich von diesem Gesichtspunkte aus unternommen wurden, und zwar wurde die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke sowohl in der leuchtenden positiven Säule bei engen Röhren als auch in der dunklen positiven Säule bei sehr weiten Entladungsgefäßen bestimmt.

1. Die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke in der leuchtenden positiven Säule.

Eine Beziehung zwischen Gradient und Stromstärke in der positiven Säule bei der kontinuierlichen Entladung wurde zuerst von W. Hittorf[1]) aufgestellt. Er fand auf Grund seiner Versuche, die mit einem Rohr von 5,5 ccm Durchmesser angestellt wurden, den Gradienten unabhängig von der Stromstärke. Für die ungeschichtete leuchtende positive Säule hat A. Herz[2]) eine lineare Beziehung gefunden:

$$X = X_0 - \beta\,(i - i_0) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

wo β noch abhängig vom Druck und von der Weite der Röhre ist. Die Abhängigkeit vom Druck ist nur klein, so daß Herz für alle Drucke einen mittleren Wert von β annimmt. H. Schwienhorst[3]) hat dann gezeigt, daß die lineare Beziehung für enge Röhren nicht mehr gültig ist. Der Gradient läßt sich nach seinen Versuchen darstellen durch eine Formel:

$$X = \frac{23{,}5}{\sqrt{D}} + 25\,p - 4{,}5\,p\,\sqrt[4]{j} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

wo D der Durchmesser der Röhre und j die Stromdichte.

Das Versuchsintervall bei diesen Beobachtungen war beschränkt auf das Druckintervall, in dem die positive leuchtende Säule ungeschichtet auftritt. Die Schichtung tritt bei tieferen Drucken

[1]) W. Hittorf, Wied. Ann. Bd. 20, S. 705. 1883.
[2]) A. Herz, Wied. Ann. Bd. 54, S. 244. 1895.
[3]) H. Schwienhorst, a. a. O., S. 34.

auf, und zwar hängt der Eintritt der Schichtung außer vom Gasinhalt noch von dem Querschnitt und der Länge der Röhre ab. Die untere Grenze für die Beobachtungen in der ungeschichteten positiven Säule liegt bei ca. 1 mm. Nun zeigt es sich, daß im allgemeinen in weiten Röhren das positive Licht bis zu den tiefsten Drucken geschichtet ist. Dies tritt besonders bei Verwendung glühender Kathoden hervor. Werden keine glühenden Kathoden verwandt, so rückt bei den tiefen Drucken das Glimmlicht vor und drängt die positive Säule zurück. Bei engen Röhren verschwinden dagegen mit abnehmendem Druck die Schichten wieder und die positive Säule tritt uns als kontinuierliches leuchtendes Band entgegen. Für diesen Fall der ungeschichteten positiven Säule bei tiefen Drucken sollen nun im folgenden einige Beobachtungsreihen mitgeteilt werden, die die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke geben.

a) Bestimmung der Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke.

Bei den Potentialmessungen wurde schon gelegentlich auf die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke hingewiesen. Eine genauere Beziehung zwischen Gradient und Stromstärke läßt sich jedoch aus diesen Versuchen nicht ableiten, da die einzelnen Versuche meist nicht bei demselben Druck ausgeführt sind, und vor allem da die Zusammensetzung des Gases bei den einzelnen Versuchen aus den angegebenen Gründen verschieden sein mußte, weil zwischen den einzelnen Beobachtungen längere Zeit liegt. Die folgenden Messungen beschränken sich auf die unempfindliche kontinuierliche Entladung und auf Röhren von ca. 0,8 cm Durchmesser, da bei den Röhren mit 0,3 cm Durchmesser leicht Störungen durch Sonden auftreten. Der Gradient im engen Rohre ist bei diesen Versuchsbedingungen längs desselben ziemlich konstant; daher konnte der Spannungsabfall auf einer größeren Strecke bestimmt und aus diesem ein mittlerer Gradient berechnet werden. Die Versuchsfehler werden dadurch geringer. Die Messungsreihen wurden in der Weise vorgenommen, daß von den kleineren Stromstärken zu den größeren übergegangen wurde. Ging man umgekehrt von den größeren Stromstärken zu den kleineren über, so war der Gradient etwas kleiner, und es dauerte längere Zeit, bis der Elektrometeraus-

schlag sich innerhalb längerer Zeit nicht änderte. Wurde nach Einstellung der größten Stromstärke der Strom einige Zeit ausgeschaltet, so ergaben sich beim Übergang von den kleineren zu den größeren Stromstärken nur Abweichungen, die innerhalb unvermeidlicher Fehlergrenzen lagen.

Tabelle 33.

p	Gradient für die Stromstärke					
	1,5	2,5	3,5	4,5	5,5	6,5
0,280	20,75	19,47	19,05	18,30	18,01	—
0,078	9,50	8,99	8,54	8,35	8,23	—
0,047	7,93	7,00	6,71	—	6,08	—
0,026	—	4,89	—	—	—	3,99

Tabelle 34.

p	Gradient für die Stromstärke						
	1,5	2,0	2,5	3,5	4,5	5,5	6,5
0,110	11,20	—	10,09	9,65	9.28	—	—
0,052	—	7,97	7,66	7,13	6,83	6,58	—
0,050	—	7,78	7,32	6,87	6,53	6,33	—
0,046	—	7,31	7,05	6,53	6,23	6,04	—
0,043	—	7,33	6,99	6,49	6,23	5,97	—
0,040	—	6,99	6,65	6,14	5,87	5,66	—
0,024	—	—	—	4,98	4,63	4,41	4,22
0,015	—	—	—	4,72	4,41	4,22	4,11

Tabelle 35.

Stromstärke	1,5	2,5	3,5	4,5	5,5	6,5	7,5
Gradient	4,80	4,06	3,71	3,50	3,36	3,26	3,19
	4,78	4,04	3,67	3,46	3,32	—	—

Die Tabellen 33—35 geben einige Versuchsreihen, die mit den Röhren VII und VIII (S. 49) und mit der Röhre ohne Verengerung im Querschnitt (S. 67) angestellt wurden.

a) Versuche mit Röhre VII (Tabelle 33). Es wurde der Potentialabfall zwischen den Sonden (23) für die verschiedenen Stromstärken bestimmt. Im weiten Rohr war stets Schichtung vorhanden, im engen Rohr trat nur für $p = 0{,}28$ mm Hg Schichtung auf. Die Zahl der Schichten war für $i = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ Ampère in diesem Falle 45 auf 24,2 cm, man kann daher einen

einen mittleren Gradienten aus der Potentialdifferenz zwischen (23) bestimmen. Streng genommen hat allerdings der so berechnete Gradient keinen Sinn, da ja in jeder einzelnen Schicht der positiven Säule der Gradient räumlich verschieden ist. War der Druck auf 0,122 mm Hg gesunken, so traten im engen Rohr erst bei $i = 5{,}0 \cdot 10^{-3}$ Ampère Schichten auf, die jedoch ziemlich verwaschen aussahen. Bei den tieferen Drucken trat innerhalb des Versuchsbereiches keine Schichtung mehr auf.

b) Versuche mit Röhre VIII (Tabelle 34). Die Bestimmung des Gradienten erfolgte wie oben. Bei den höchsten Stromstärken war mitunter eine schwache Andeutung von Schichtung vorhanden. Bei den tiefsten Drucken änderte sich der Gradient in dem engen Rohre bei den kleinen Stromstärken etwas stärker, sie wurden daher von der Beobachtung ausgeschlossen.

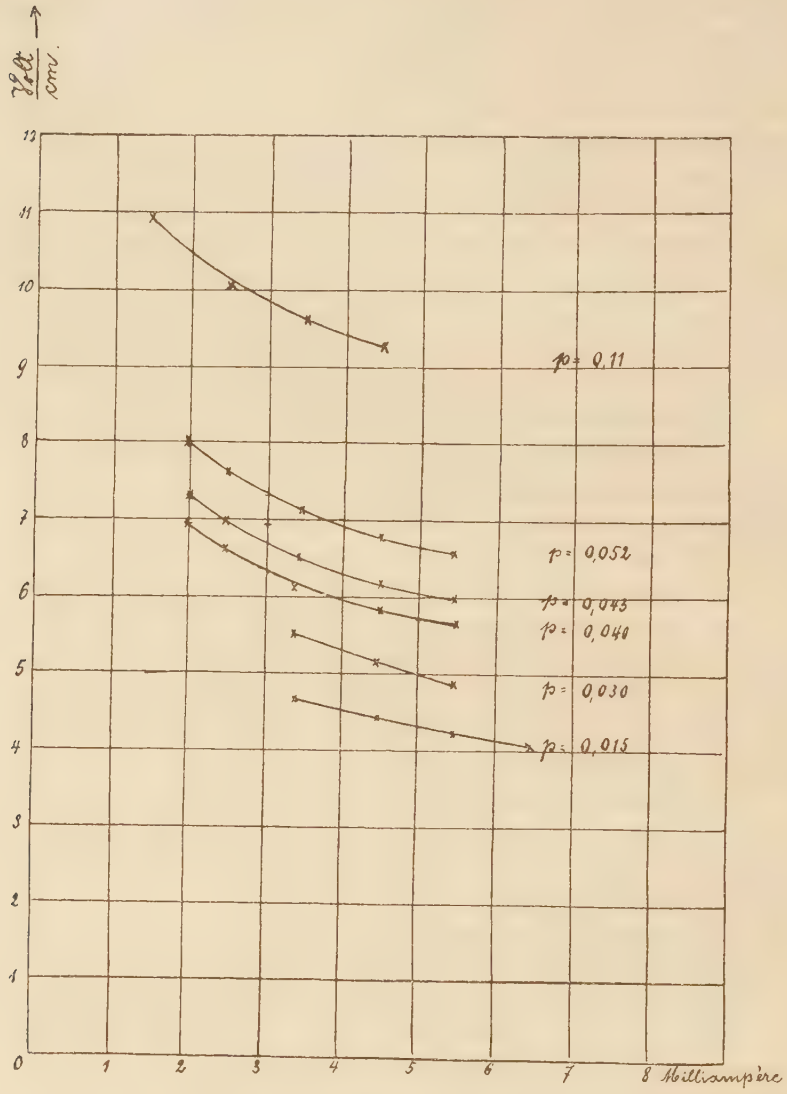
Die einzelnen Versuchsreihen wurden nicht in der oben angeführten Reihenfolge gemacht, sondern es wurde mehrmals frische Gasfüllung verwandt, um eine zu große Änderung durch den sich entwickelnden Wasserstoff zu verhindern, und um eine Kontrolle der beobachteten Werte zu erhalten.

c) Versuch mit der Röhre ohne Verengerung im Querschnitt. Die Bestimmung des Gradienten erfolgt wie bei a durch Potentialmessung zwischen den Sonden (25). Der Druck war $p = 0{,}015$ mm Hg. Die beiden Versuchsreihen wurden mit derselben Gasfüllung ausgeführt. Zwischen den beiden Reihen liegt ein Zeitraum von mehreren Stunden.

Die Beziehung zwischen Gradient und Stromstärke ist in Figur 19 für die in Tabelle 34 gegebenen Werte graphisch dargestellt. Als Abszissen sind die Stromstärken in Ampère 10^{-3}, als Ordinaten die Gradienten in Volt/cm aufgetragen. Die in Tabelle 33 und 35 gegebenen Werte würden Kurven von ähnlichem Charakter geben, mit Ausnahme von den Werten für $p = 0{,}28$ mm Hg. Diese Werte liegen angenähert auf einer Geraden.

Die Kurven für die tiefen Drucke, wie sie in der Figur gegeben sind, zeigen deutlich die Abweichung von der linearen Beziehung. Die Kurve fällt anfangs steil ab und verflacht sich allmählich. Für große Stromstärken ist die Beziehung schließlich durch eine zur Abszissenachse parallele Gerade gegeben, d. h. der Gradient ändert sich nicht mehr mit der Stromstärke. Der steile Abfall für kleine Stromstärken würde noch deutlicher

hervortreten, wenn auch für kleinere Stromstärken der Gradient hätte bestimmt werden können. Bei den kleineren Stromstärken



Figur 19.

ging jedoch die Entladung in die empfindliche Entladungsform über. Der Gradient ändert sich dabei sprungweise.

b) Interpolationsformel für die Beziehung zwischen Gradient und Stromstärke bei tiefen Drucken.

Die Beziehung zwischen Gradient und Stromstärke läßt sich bei den tiefen Drucken durch die Formel (1) und (2) nicht wiedergeben. Es wurde daher nach einer neuen Interpolationsformel gesucht. Es zeigte sich, daß der Gradient in seiner Abhängigkeit von der Stromstärke sich darstellen ließ durch eine Funktion von der Form

$$\sqrt{X} = a + \frac{b}{\varphi(i)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$\varphi(i)$ kann bei den tiefen Drucken gleich $(1+i)$ gesetzt werden. Die dadurch erzielte Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werten von X ist vollkommen befriedigend. Dies zeigt Tabelle 36, in der eine Zusammenstellung von beobachteten und berechneten Werten der Gradienten gegeben ist und unter Δ die Differenz der beiden Werte. Auch

Tabelle 36.

Röhre VII. $p = 0{,}28$

i	X beob.	X ber.	Δ
1,5	20,75	20,98	0,23
2,5	19,47	19,53	0,06
3,5	19,05	18,75	−0,30
4,5	18,30	18,23	−0,07
5,5	18,01	17,89	−0,12

Röhre VII. $p = 0{,}078$

i	X beob.	X ber.	Δ
1,5	9,50	9,49	−0,01
2,5	8,99	8,94	−0,05
3,5	8,54	8,59	0,05
4,5	8,35	8,41	0,06
5,5	8,23	8,29	0,06

Röhre VII. $p = 0{,}047$

i	X beob.	X ber.	Δ
1,5	7,93	7,95	0,02
2,5	7,00	7,08	0,08
3,5	6,71	6,61	−0,10
5,5	6,08	6,10	0,02

Röhre VIII. $p = 0{,}110$

i	X beob.	X ber.	Δ
1,5	11,20	11,22	0,02
2,5	10,09	10,18	0,09
3,5	9,65	9,61	−0,04
4,5	9,28	9,24	−0,04

Röhre VIII. $p = 0{,}050$

i	X beob.	X ber.	Δ
2,0	7,78	7,73	−0,05
2,5	7,32	7,35	0,03
3,5	6,87	6,87	—
4,5	6,53	6,55	0,02
5,5	6,33	6,35	0,02

Röhre VIII. $p = 0{,}043$

i	X beob.	X ber.	Δ
2,0	7,33	7,35	0,02
2,5	6,99	6,97	−0,02
3,5	6,49	6,50	0,01
4,5	6,23	6,20	−0,03
5,5	5,97	6,00	0,03

Röhre VIII. $p = 0{,}024$

i	X beob.	X ber.	Δ
3,5	4,98	5,02	0,04
4,5	4,63	4,62	−0,01
5,5	4,41	4,41	—
6,5	4,22	4,21	−0,01

Röhre VIII. $p = 0{,}015$

i	X beob.	X ber.	Δ
3,5	4,72	4,71	−0,01
4,5	4,41	4,45	0,04
5,5	4,22	4,24	0,02
6,5	4,11	4,12	0,01

für die in der Tabelle nicht gegebenen Versuchsreihen war die Abweichung der beobachteten und berechneten Werte von derselben Größenordnung. Die der Berechnung zu grunde gelegten Konstanten a und b gibt Tabelle 37 und 38.

Tabelle 37.

p	a	b	$\frac{a}{\sqrt[3]{p}}$
0,110	2,77	1,46	5,78
0,052	2,36	1,38	6,32
0,050	2,30	1,44	6,24
0,046	2,26	1,34	6,31
0,043	2,22	1,48	6,34
0,040	2,16	1,44	6,32
0,024	1,78	2,06	6,17
0,015	1,83	1,52	7,42

Tabelle 38.

p	a	b	$\frac{a}{\sqrt[3]{p}}$
0,280	4,01	1,43	6,13
0,078	2,75	0,83	6,44
0,047	2,26	1,40	6,26
0,026	1,74	1,37	5,87

Betrachten wir die Konstanten a und b in Tabelle 37 und 38, so zeigt sich:

1. Die Konstante b in Gleichung (3) ist unabhängig vom Druck.

2. Die Konstante a nimmt ab mit abnehmendem Druck und zwar langsamer als dieser.

3. Der Wert $ap^{-\frac{1}{3}}$ ist nahezu konstant.

Der Querschnitt der beiden Röhren ist nahezu derselbe, denn die Durchmesser der Röhren sind 0,69 resp. 0,66 cm. Da die Werte der Konstanten für b und $ap^{-\frac{1}{3}}$ dieselben sind, und die eine Röhre ungefähr doppelt so lang ist als die andere, so sind die Konstanten unabhängig von der Länge.

Ziehen wir noch die Versuchsreihe mit der Röhre ohne Verengerung zum Vergleich heran, so ergibt sich, daß die Konstanten auch hier denselben Wert behalten. Aus den Werten der Tabelle 35 erhält man für die Konstanten der Gleichung (3) die Werte $a = 1{,}63$ und $b = 1{,}37$. Die Abweichung der beobachteten und berechneten Werte beträgt im Maximum 0,05 Volt/cm.

Da bei $p = 0{,}28$ mm Hg die Entladung geschichtet war, so ergibt sich ferner, daß die Konstante b sich nicht ändert beim Übergang von der geschichteten zur ungeschichteten Entladung, und

daß die Änderung von a mit dem Druck auch in diesem Falle stetig erfolgt[1]).

Es läßt sich somit für einen bestimmten Querschnitt bei tiefen Drucken der Gradient in der positiven Säule darstellen durch $\sqrt{X} = a + b/(1 + i)$, solange die normale Ausbildung der positiven Säule nicht durch die benachbarten Querschnitte verändert wird, wie dies z. B. an der Übergangsstelle von einem engen zu einem weiten Rohr für die negative Stromrichtung der Fall ist.

c) Beziehungen der Interpolationsformel für tiefe Drucke zu den Versuchen von A. Herz und H. Schwienhorst bei den hohen Drucken.

Versucht man die Interpolationsformel für die tiefen Drucke $\sqrt{X} = a + b/(1 + i)$ auf die Beobachtungen von A. Herz und H. Schwienhorst über die ungeschichtete positive Säule anzuwenden, so zeigt es sich, daß die Gradienten bei den hohen Drucken sich durch die Formel nicht mehr darstellen lassen. Die Konstante b nimmt mit wachsender Stromstärke zu, wenn man aus aufeinander folgenden Werten in Tabelle II bei Herz[2]) der Reihe nach die Konstanten b berechnet. Es könnte nun vollkommen zwecklos erscheinen, weitere Betrachtungen anzustellen. Dabei ist aber einmal zu berücksichtigen, daß bei der linearen Beziehung $X = X_0 - \beta\,(i - i_0)$ die Konstante β nicht absolut konstant ist, sondern sich ebenfalls ändert[3]), wenn man β aus aufeinander folgenden

---

[1]) Es erscheint wahrscheinlich, daß auch die ungeschichtete Entladung bei tiefen Drucken nichts anderes ist als eine geschichtete Entladung. Die Schichten im engen Rohre sind jedoch so verwaschen, daß sie nicht mehr zu unterscheiden sind und daher den Eindruck einer ungeschichteten positiven Säule machen. Die Entscheidung ließe sich durch Potentialmessungen treffen. Es müßten sich die Maxima und Minima, wie sie Graham beobachtet hat, mit abnehmendem Druck allmählich verflachen. Die Schwierigkeit der Potentialmessungen liegt in der geringen Ausdehnung der Schichten und in der kleinen Änderung des Potentials gegenüber der Größe der Versuchsfehler, die die Einführung von Sonden bei dem kleinen Querschnitt der Röhre mit sich bringen.

[2]) A. Herz, a. a. O. (Dissertation, S. 19—22).

[3]) Die Änderung ist noch größer, wenn größere Stromstärken in den Bereich der Untersuchung gezogen werden.

Werten der Stromstärken berechnet, wobei allerdings die Änderung von β in den meisten Fällen kleiner, in einigen aber auch größer ist als die von b. Außerdem lassen die im folgenden mitgeteilten Berechnungen es wahrscheinlich erscheinen, daß durch die allgemeinere Beziehung

$$\sqrt{X} = a + \frac{b}{\varphi(i)}$$

sich auch die Herzschen sowie die Schwienhorstschen Beobachtungen wiedergeben lassen, wenn für $\varphi(i)$ eine andere Funktion gesetzt wird. Da jedoch bei einer Beziehung zwischen Gradient und Stromstärke auch die Änderung des Gradienten längs der positiven Säule berücksichtigt werden müßte, so habe ich es unterlassen, Berechnungen unter Einführung einer dritten Konstanten anzustellen, und mich damit begnügt, für einige Versuchsreihen die mittleren Konstanten a_m und b_m aus den Beobachtungsreihen für höhere Drucke zu berechnen.

Tabelle 39.

i	X beob.	X ber.	Δ
0,297	168,5	169,8	1,3
0,469	163,6	164,1	0,5
0,815	156,5	156,0	—0,5
1,169	151,2	150,3	—0,9
1,653	145,7	145,5	—0,2
2,022	141,9	142,6	0,7

Tabelle 39 gibt zunächst einige Werte der Gradienten für verschiedene Stromstärken, die Herz bei einem Rohr von 1,5 cm Durchmesser bei einem Druck von $p = 7{,}16$ mm Hg fand, und daneben die Werte der Gradienten, wie sie sich aus der Formel

$$\sqrt{X} = 11{,}12 + \frac{2{,}48}{1+i}$$

durch Rechnung ergeben.

Die Differenzen Δ der beobachteten und berechneten Werte sind an und für sich nicht sehr groß, aber man sieht aus der Art der Abweichungen, daß die berechnete φ (i X)-Kurve etwas stärker gekrümmt ist als die beobachtete. Analog wäre die Abweichung zwischen Berechnung und Beobachtung bei den übrigen Versuchsreihen von Herz.

1. Berechnung von a_m und b_m aus den Beobachtungen von A. Herz.

Da bei den Beobachtungen von Herz die Stromintervalle, auf die sich die Versuche erstreckten, sich nur wenig unterscheiden, so wurden a_m und b_m aus den extremsten Werten für jede Versuchsreihe berechnet.

Tabelle 40.

2 R = 10 mm				2 R = 15 mm			
p	a_m	b_m	$\frac{a_m}{\sqrt{p}}$	p	a_m	b_m	$\frac{a_m}{\sqrt{p}}$
6,30	10,52	2,30	4,19	7,16	11,10	2,44	4,15
4,02	8,69	2,10	4,33	6,51	10,79	2,46	4,24
3,25	7,65	2,33	4,24	5,58	10,09	1,67	4,27
2,80	7,10	2,35	4,24	4,02	8,66	1,67	4,32
				3,25	7,54	1,88	4,18
				2,24	6,98	1,66	4,66
2 R = 20 mm				2 R = 25 mm			
3,90	9,38	0,94	4,75	2,24	6,99	1,16	4,67
2,80	7,60	0,87	4,54	1,74	6,29	1,01	4,77
1,74	6,45	1,04	4,89	1,29	5,50	1,01	4,84

2 R = 55 mm			
p	a_m	b_m	$\frac{a_m}{\sqrt{p}}$
1,80	5,72	0,72	4,26

Tabelle 40 enthält die so berechneten Werte von a_m und b_m für die Versuchsreihen von Herz in Tabelle II[1]).

Betrachten wir die Werte a_m und b_m in Tabelle 40, so zeigt sich:

1. b_m ist vom Druck unabhängig und um so kleiner, je größer der Querschnitt ist.

2. a_m nimmt ab mit abnehmendem Druck und zwar langsamer als dieser.

3. $a_m\, p^{-\frac{1}{2}}$ ist nahezu konstant und unabhängig vom Querschnitt.

[1]) A. Herz, a. a. O.

2. Berechnung von a_m und b_m aus Beobachtungen von Schwienhorst.

Tabelle 41 enthält die Werte von a_m und b_m, wie sie sich aus den Werten der Gradienten in Tabelle IV[1]) für die Stromstärken 2,63 und 6,56 10^{-3} Ampère ergeben.

Tabelle 41.

2 R = 0,27 cm					2 R = 0,22 cm				
p	a_m	b_m	$\frac{a_m}{\sqrt{p}}$	$\frac{a_m}{\sqrt[3]{p}}$	p	a_m	b_m	$\frac{a_m}{\sqrt{p}}$	$\frac{a_m}{\sqrt[3]{p}}$
(2,045)	(8,90)	(2,02)	(6,30)	(7,07)	(2,045)	(9,16)	–	(6,48)	(7,27)
3,72	9,44	8,68	4,91	6,09	3,72	9,30	8,47	4,82	6,00
5,39	10,87	8,40	4,68	6,20	5,39	10,60	8,68	4,58	6,04
6,99	11,83	8,26	4,49	6,19	6,99	11,43	8,68	4,33	5,99
9,2	12,38	9,86	4,08	5,91	9,2	12,07	10,76	3,98	5,77

2 R = 0,1 cm

p	a_m	b_m	$\frac{a_m}{\sqrt{p}}$	$\frac{a_m}{\sqrt[3]{p}}$
(2,045)	(10,40)	(0,81)	(7,36)	(8,26)
3,72	10,69	6,67	5,56	6,90
5,39	11,90	6,94	5,12	6,79
6,99	12,20	9,51	4,62	6,38
9,20	12,50	14,51	4,13	5,97

Betrachten wir die Werte von a_m und b_m in der Tabelle, so zeigt sich, wenn wir zunächst von $p = 2{,}045$ absehen:

1. b_m ist für Röhren von 0,2—0,3 cm Durchmesser noch annähernd konstant, doch trifft dies für die letzte Röhre von 0,1 cm Durchmesser nicht mehr zu.

2. a_m nimmt ab mit abnehmendem Druck.

3. $a_m\, p^{-\frac{1}{2}}$ nimmt zu mit abnehmendem Druck und $a_m\, p^{-\frac{1}{3}}$ ist annähernd konstant, außer für 2 R = 0,1 cm.

Betrachtet man nun noch die Werte von b_m für $p = 2{,}045$ in der Tabelle, so zeigt es sich, daß die Werte von b plötzlich sehr viel kleiner werden. So wird für die Röhre vom Durchmesser $a_m = 0{,}27$ cm sogar $b_m = 0$, d. h. der Gradient ist

[1]) H. Schwienhorst, a. a. O.

unabhängig von der Stromstärke. Die Abnahme von b_m hängt wohl mit der Schichtung zusammen, die in diesem Falle auftrat (allerdings für die erste Röhre auch bei $p = 3{,}72$). Damit hängt wohl auch, abgesehen von der verschiedenen Art der verwendeten Gase, die Tatsache zusammen, daß für die tiefen Drucke in Tabelle 37 und 38 die Konstante b im Verhältnis zu dem Querschnitt der Röhre klein ist gegenüber den Werten in Tabelle 40 und 41 für die höheren Drucke.

Wollen wir die Ergebnisse der Anwendung der für tiefe Drucke gefundenen Interpolationsformel auf die Beobachtungen bei hohen Drucken zusammenfassen, so müssen wir zunächst berücksichtigen, daß die Möglichkeit der Darstellung aller Beobachtungen durch eine einfache Formel von vornherein nicht wahrscheinlich erscheint. Die von verschiedenen Beobachtern gefundenen Werte können schon deshalb niemals übereinstimmen, da der Gradient längs der positiven Säule sich mitunter beträchtlich ändert und diese Änderung für verschiedene Drucke verschieden ist. Dies alles bleibt in der Formel unberücksichtigt. Ferner ist auch die Abhängigkeit des Gradienten von der Erwärmung außer acht gelassen, und diese ist speziell bei den sehr engen Röhren nicht ohne Einfluß[1]). Immerhin weisen die obigen Berechnungen darauf hin, daß, solange der Einfluß dieser Fehlerquellen nicht zu stark hervortritt, $\sqrt{X}$ in der leuchtenden positiven Säule sich additiv aus zwei Funktionen zusammensetzt:

$$\sqrt{X} = \psi\,(p) + \chi\,(i, \mathrm{d}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

wo ψ eine Funktion des Druckes ist, in die die dem Gase charakteristischen Größen eingehen, während χ eine Funktion der Stromstärke und des Röhrenhalbmessers ist, die abnimmt mit wachsender Stromstärke und mit abnehmendem Röhrenhalbmesser. Die Dimensionen des Entladungsgefässes kommen nur in der Funktion χ vor, und damit liegt die Annahme nahe, daß die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke (abgesehen von dem Einfluß der Erwärmung durch den Strom) keine dem Gas an sich charakteristische Eigenschaft ist. Für sehr weite Röhren müßte $\chi = 0$, also χ unabhängig von der Strom-

[1]) Vgl. E. Warburg, Wied. Ann. Bd. 54, S. 265. 1895, u. G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. Bd. 1, S. 625. 1900.

stärke sein. Beim Übergang von der ungeschichteten zur geschichteten Entladung treten starke, vielleicht unstetige Änderungen speziell von χ auf[1]).

d) Beziehungen der Interpolationsformel zur Ionentheorie.

Es wäre nun noch festzustellen, ob die oben aufgestellte Interpolationsformel sich im Einklang bringen läßt mit den gegenwärtigen Ansichten über den Entladungsvorgang in Gasen.

In der positiven Säule müssen die verschwindenden Ionen vom Gase selbst ersetzt werden. Man nimmt an, daß die Ionisierung hier durch Ionenstoß erfolgt. Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes erlangen die Ionen eine Geschwindigkeit. Treffen die Ionen auf ein neutrales Gasteilchen, so kann dasselbe durch die Wirkung des Stoßes ionisiert werden, wenn die Geschwindigkeit des Ions eine bestimmte Grenze überschreitet.

Ich gehe zunächst von Betrachtungen aus, wie sie J. J. Thomson[2]) für die positive Säule gegeben hat. Er geht dabei von der Annahme aus, daß die Ionisation in der positiven Säule durch die negativen Ionen, die Elektronen im wesentlichen bedingt ist. Bewegt sich ein Elektron, mit der Ladung ε unter dem Einfluß des elektrischen Feldes X, und durchläuft es dabei seine freie Weglänge λ, so ist die erlangte kinetische Energie proportional $X\varepsilon\lambda$. Ein Bruchteil der Zusammenstöße zwischen Elektronen und neutralen Teilchen wird Ionisation bewirken, und die Größe dieses Bruchteils wird von der kinetischen Energie der Elektronen abhängen. Setzt man den Bruchteil gleich $f(X\varepsilon\lambda)$, ist u die mittlere Geschwindigkeit und n die Anzahl der Elektronen in der Volumeneinheit, so ist die

[1]) Für das letztere spricht der Umstand, daß der Übergang von der ungeschichteten zur geschichteten Entladung meist mit dem Auftreten von stärkeren Diskontinuitäten verbunden ist. Die Funktion ψ ändert sich dagegen wahrscheinlich stetig. Darauf weist hin, das $a_m\, p^{-\frac{1}{3}}$ für die Versuche von Schwienhorst wenig verschieden ist von den Werten $ap^{-\frac{1}{3}}$, die für tiefe Drucke gefunden wurden. Die Unterschiede erklären sich leicht aus der Verwendung von N_2 resp. Luft. — Über Änderungen einzelner Größen beim Übergang von der geschichteten zur ungeschichteten Entladung vgl. auch H. Ebert, Wied. Ann. Bd. 69, S. 372. 1899.

[2]) J. J. Thomson, Phil. Mag. (6.) Bd. 1, S. 361. 1901; Beibl. 25, S. 552. 1901.

Zahl der in der Zeiteinheit in der Volumeneinheit durch Ionenstoß entstehenden Ionen $\frac{nu}{\lambda} f(X\varepsilon\lambda)$. Gleichzeitig wird aber ein Teil β der Elektronen absorbiert werden, ohne Ionisierung zu bewirken. Es wächst also in der Volumeneinheit die Zahl der Ionen um $\frac{nu}{\lambda}\left\{ f(X\varepsilon\lambda) - \beta \right\}$. Für die stationäre Strömung in der ungeschichteten positiven Säule ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung, da eine wesentliche Änderung der Ionenkonzentration nicht stattfindet:

$$\frac{nu}{\lambda}\left\{ f(X\varepsilon\lambda) - \beta \right\} = 0$$

Aus dieser Gleichung folgert nun J. J. Thomson, daß $X\lambda$ eine Konstante ist, da weder f noch β von Druck und Stromstärke abhängen. Sehen wir zunächst von der Änderung des Gradienten mit dem Druck ab, so muß:

$$X_{p\,=\,const.} = const.$$

sein.

Der Gradient dürfte sich also mit der Stromstärke nicht ändern. Die Änderung des Gradienten muß somit durch sekundäre Umstände bedingt sein. Als ein solcher wird in erster Linie der Einfluß der Wand infolge der Ionenadsorption sich geltend machen. Auf den Einfluß der Wand auf die Entladung in der positiven Säule wurde schon von verschiedenen Seiten hingewiesen. In neuerer Zeit wurde der Einfluß der Wand des Gefäßes speziell auf die Schichtenbildung und das Leuchten der Gase von E. Gehrcke[1]) betont.

Wir können uns den Einfluß der Wand ungefähr in der Weise vorstellen:

Strömt Elektrizität durch das Gas, so wird die Wand des Gefäßes eine Ladung annehmen. Es wird somit die Elektrizität an der Wand die Geschwindigkeit Null haben. Die Ladung bedingt eine Anziehung der gleichnamigen und eine Abstoßung der ungleichnamig geladenen Elektrizitätsträger. Es findet somit einerseits ein Diffusionsstrom nach der Wand hin statt, andererseits eine Verzögerung der Strömung infolge der Ge-

[1]) E. Gehrcke, Ann. d. Phys. Bd. 15, S. 509. 1904.

schwindigkeitsverteilung, also eine Art innerer Reibung. Beide Erscheinungen werden so wirken, daß infolge des Einflusses der Wand die Zahl der Ionen, die Ionisierung bewirken, herabgesetzt wird. Die mathematische Betrachtung kompliziert sich dadurch, daß auch eine Geschwindigkeitskomponente in Richtung senkrecht zur Achse dazu kommt. Eine mathematische Behandlung der Vorgänge in der positiven Säule scheint mir nur dann Aussicht auf Erfolg zu haben, wenn für die vielen Hypothesen, die wir über die einzelnen Vorgänge machen müssen, gewisse experimentelle Grundlagen vorhanden sind. Über Wandladungen liegen nur einige qualitative Versuche von Warren de la Rue und H. Müller[1]), G. Wiedemann[2]) u. a. vor, und über die Änderung der Ionenkonzentration längs des Halbmessers der Entladungsröhre liegen meines Wissens noch gar keine Versuche vor.

Zu einer Beziehung von der Form der Interpolationsformel kommt man, wenn man die Betrachtung von dem Volumenelement auf ein Querschnittselement unter Berücksichtigung der Wandladung ausdehnt und die Zahl der in der Volumeneinheit entstehenden Ionen der Stoßwirkung der Elektronen proportional setzt. Nimmt man ferner an, daß die gesamte elektrische Arbeit sich in kinetische Energie der bewegten Ionen verwandelt, so muß bei der Annahme kleiner Anfangsgeschwindigkeiten $u = k\sqrt{X}$ sein, und man kommt in der Tat auf einen Ausdruck von der Form der Gleichung (4) auf S. 103. Bei diesen Ausführungen ist noch zu beachten, dass der Einfluss der Erwärmung durch den Strom und die Änderung des Gradienten längs der positiven Säule nicht berücksichtigt sind.

2. Die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke bei der dunklen positiven Säule in weiten Entladungsgefäßen.

Die vorhergehenden Betrachtungen lassen es wahrscheinlich erscheinen, daß wir in der Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke, wie wir sie durch Messungen feststellen, keine

---

[1]) Warren de la Rue und H. Müller, Proc. Roy. Soc. Bd. 35, S. 292. 1883.

[2]) G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. 158, S. 69. 1876.

dem Gas an sich charakteristische Eigenschaft vor uns haben, sondern daß diese Abhängigkeit durch sekundäre Umstände bedingt ist, und daß wohl speziell die Wand des Entladungsgefäßes den Gradienten in hohem Grade beeinflußt. Bei Röhren von 5,5 cm Durchmesser hat Herz noch eine Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke gefunden. Es wurde daher zu sehr weiten Gefäßen übergegangen.

Zu den Versuchen diente eine Röhre von einem Durchmesser $d = 15{,}0$ cm. Es wurden zwei Sonden S_1 S_2 eingeführt, zwischen denen die Potentialdifferenz gemessen wurde. Der Abstand derselben betrug 8 cm. Der Abstand der Sonde S_2 von der Anode war 1,5 cm, der Abstand der Sonde S_1 von der Kathode 8,5 cm. Als Kathode diente ein spiralförmig gewundener Draht, der eine Kathode von großer Oberfläche darstellte.

Es zeigte sich, daß die Entladung in der positiven Säule bei dem weiten Rohre stets dunkel war, eine Erscheinung, auf die schon O. Lehmann[1]) hingewiesen hat. Mitunter trat jedoch bei höheren Drucken ein Ansatz der leuchtenden positiven Säule in unmittelbarer Nähe der Kathode auf, von dem negativen Glimmlicht durch einen kleinen dunklen Raum getrennt. Der leuchtende Ansatz der positiven Säule an der Kathode hatte eine Länge von 1—3 cm und einen mittleren Durchmesser von 0,5—1,0 cm. Er verlief schwach konisch, mit dem kleineren Querschnitt gegen die Kathode hin scharf begrenzt, während er, mit dem größeren Querschnitt gegen die Anode gewandt, an Intensität allmählich abnahm. Der übrige Teil der positiven Säule war dunkel bis zum Beginn der leuchtenden Anodenschicht in unmittelbarer Nähe der Anode.

Bei den diskontinuierlichen Entladungen wächst der Ansatz der positiven Säule an der Kathode in Breite und Länge. Bei tiefen Drucken war ein schwach blaßrotes positives Licht im ganzen Rohr zu beobachten, das keine Andeutung von Schichtung zeigte. In einem einzigen Falle habe ich auch eine leuchtende positive Säule beobachtet, die aus einer einzigen leuchtenden Schicht bestand, durch dunkle Räume gegen Anoden- und Glimmlicht begrenzt.

---

[1]) O. Lehmann, Ann. d. Phys. Bd. 7, S. 1. 1902.

Die Potentialmessungen ergaben, daß bei weiten Röhren in der dunklen positiven Säule der Gradient mit wachsender Stromstärke nicht ab-, sondern zunimmt.

Tabelle 42.

$p = 8{,}5$		$p = 6{,}5$		$p = 4{,}1$		$p = 1{,}93$		$p = 1{,}4$		$p = 0{,}90$		$p = 0{,}32$	
i	X	i	X	i	X	i	X	i	X	i	X	i	X
0,25	14,1	0,25	7,4	0,25	4,1	0,25	1,4	0,5	1,2	0,5	1,1	1,0	1,5
0,5	16,6	0,5*	10,9	0,50	4,6	0,5	1,5	1,0	1,6	1,0	1,2	2,0	1,8
1,0	22,1	1,0	12,4	1,0	6,3	1,0	2,1	2,5	2,4	2,5	1,7	5,0	1,9
6,0*	30,1	5,0	21,4	5,0	14,2	5,0	4,3	5,0	2,8	5,0	2,0	10,0	1,9
10,0**	33,3	10,0	25,0	10,0	16,8	10,0	5,0	10,0	3,1	10,0	2,4	20,0	2,0
27,0	30,4	20,0	26,4	20,0	17,5	20,0	5,8	20,0	3,8	20,0	3,0	40,0	2,1
		32,0	25,9	37,0	17,4	42,0	6,8	40,0	4,7	40,0	3,5		

Tabelle 42 gibt eine Reihe von Bestimmungen des Gradienten für verschiedene Stromstärken und bei verschiedenen Drucken. Eine größere Reihe weiterer Versuchsreihen gab Werte, die mit den hier mitgeteilten gut übereinstimmen. Bei den kleinen Stromstärken zeigten sich allerdings mitunter etwas größere Abweichungen. Es mögen diese Abweichungen eventuell von einer Änderung des Gradienten längs der positiven Säule herrühren, die ja bei den kleinen Stromstärken besonders stark hervortritt. Eine Prüfung der Konstanz des Gradienten längs der positiven Säule war leider nicht möglich, da das große Entladungsrohr, von früheren Versuchen her vorhanden, eine Einführung weiterer Sonden in die positive Säule nicht gestattete.

Bei den mit * versehenen Werten konnte die Stromstärke nicht ganz konstant gehalten werden, das Elektrometer schwankte infolgedessen etwas. Es trat diese Erscheinung innerhalb der in der Versuchsreihe angegebenen Stromintervalle nur bei hohen Drucken auf[1]).

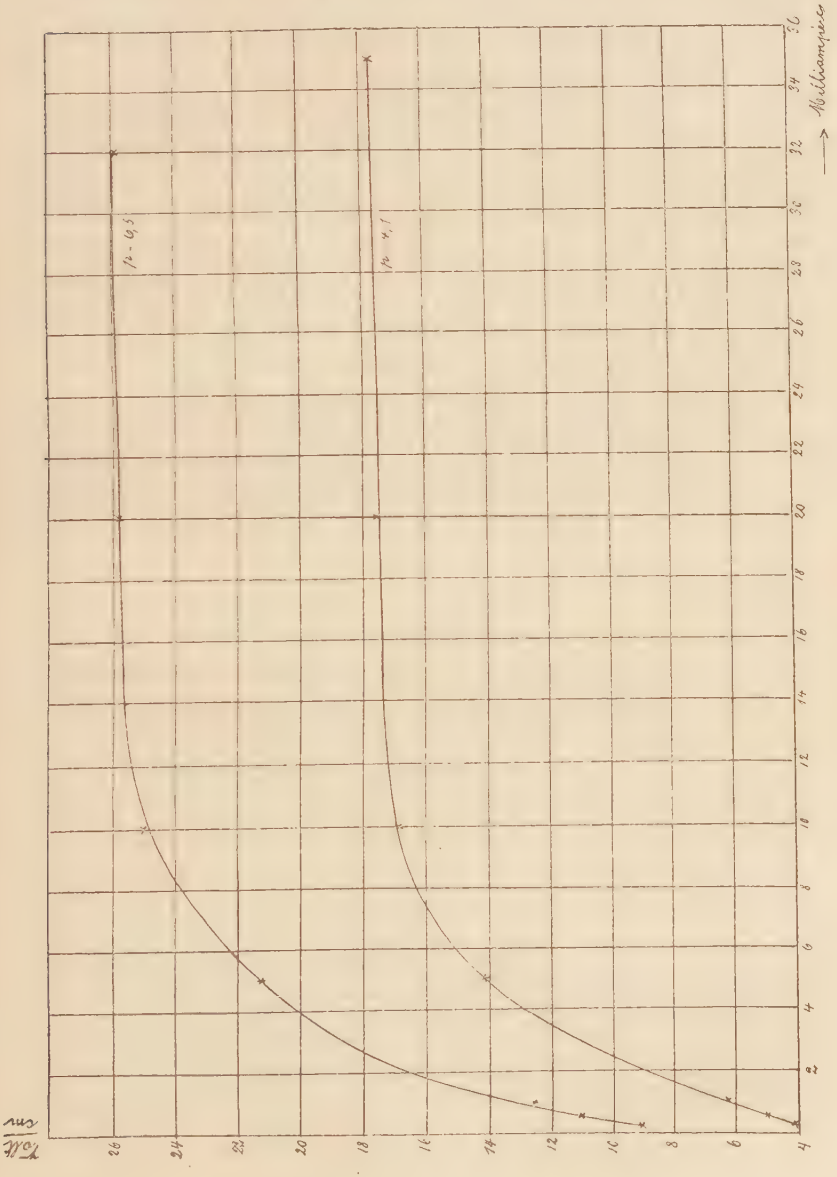
Die Tabelle zeigt:

1. Der Gradient nimmt bei den hohen Drucken an-

[1]) Bei den hohen Drucken setzte die Entladung nicht von selbst ein, sondern mußte erst gezündet werden. Dies geschah, indem S_2 zur Erde abgeleitet wurde. Hatte die Entladung eingesetzt, so konnte die Erdleitung bei S_2 aufgehoben werden, ohne daß die Entladung aussetzte.

fangs rasch, dann immer langsamer zu und bleibt für die hohen Stromstärken konstant (für die höchsten Stromstärken tritt mitunter wieder eine kleine Abnahme ein).

Eine graphische Darstellung der Beziehung zwischen Gradient und Stromstärke gibt Figur 20. Als Abszissen sind die



Figur 20.

Stromstärken in Ampère 10^{-3} und als Ordinaten die Gradienten in Volt/cm aufgetragen.

2. Mit abnehmendem Druck steigt der Gradient immer langsamer mit der Stromstärke an. Das Stromintervall, für das der Gradient konstant bleibt, ist für $i = 0{,}04$ Ampère noch nicht erreicht.

Eine analoge Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke wurde für weit engere Röhren von G. C. Schmidt[1]) bei höheren Temperaturen beobachtet. Bei gesteigerter Temperatur zerfällt nämlich die ursprünglich ungeschichtete leuchtende positive Säule zunächst in Schichten, und bei weiterer Steigerung der Temperatur wird die Entladung eine dunkle. Für die letztere findet G. C. Schmidt ein ziemlich starkes Anwachsen des Gradienten mit der Stromstärke. Seine Versuche erstrecken sich nur auf kleine Stromstärken, so daß nur der erste ansteigende Teil der Kurven in Figur 20 beobachtet wurde.

Bei den Beobachtungsreihen in Tabelle 42 wurde immer von den kleineren Stromstärken ausgegangen und von diesen zu den größeren übergegangen. Ging man von den größeren Stromstärken aus, so wurde der Gradient für die kleineren Stromstärken etwas kleiner gefunden. Dies zeigt Tabelle 43.

Tabelle 43.

$p = 6{,}5$ mm Hg

i	0,25	0,5	1,0	5,0	10,0	20,0	34,0
X bei steigender Stromstärke	7,4	10,9	12,4	21,4	25,0	26,4	25,9
X bei fallender Stromstärke	6,8	8,1	11,4	21,4	25,4	25,9	25,9

Wurde der Strom längere Zeit ausgeschaltet und dann von den kleinen Stromstärken wieder ausgegangen, so traten bis auf kleine Versuchsfehler die ursprünglichen Werte wieder auf.

Für sehr kleine Stromstärken war eine Abnahme des Gradienten mit wachsender Stromstärke zu beobachten. Bei weiterer

[2]) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. Bd. 1, S. 629 u. 640. 1900.

Erniedrigung der Stromstärke zeigte das Telephon eine diskontinuierliche Entladung an. In den meisten Fällen war die Abnahme des Gradienten mit wachsender Stromstärke bei den kleinen Stromstärken nur dann ohne Auftreten von Diskontinuität zu erhalten, wenn von den größeren Stromstärken zu den kleineren übergegangen wurde. Eine solche Beobachtungsreihe gibt Tabelle 44.

Tabelle 44.

$p = 0{,}9$ mm Hg

i	2,5	1,0	0,5	0,25	0,2	0,15	0,10
X	1,7	1,2	1,1	3,4	6,1	7,5	24,0*

Bei $i = 0{,}10$ war die Entladung mit dem Telephon als diskontinuierlich zu erkennen. Verschiedene Beobachtungsreihen, die bei demselben Druck, von derselben Stromstärke absteigend, unmittelbar hintereinander angestellt wurden, ergaben meist sehr verschiedene Resultate. Die nachweisbare Diskontinuität trat bei sehr verschiedenen Stromstärken auf, und die Werte für dieselben Stromstärken unterschieden sich sehr beträchtlich. Es entsprechen diese Stromintervalle also jedenfalls sehr labilen Bereichen der stationären Strömung, wenn sie nicht, was wahrscheinlicher ist, nur scheinbar kontinuierliche Zustände darstellen, bei denen die Diskontinuität mit dem Telephon nicht mehr nachzuweisen war.

3. Positive Säule und Kathodenstrahlen.

Ein Kathodenstrahl ist nach der Ionentheorie nichts anderes als ein Elektronenstrahl. Wir können daher, wie dies mehrfach geschehen ist, den Ausdruck Kathodenstrahlen benützen, wenn wir es mit bewegten Elektronen zu tun haben [1]). Sprechen wir in diesem Sinne von Kathodenstrahlen in einem Gase, so müssen wir freilich berücksichtigen, daß in den meisten Fällen die Ausbildung eines wirklichen Strahles infolge der diffusen Reflexion nicht möglich ist, vor allem solange die Geschwindig-

[1]) Vgl. P. Lenard, Ann. d. Phys. Bd. 2, S. 359. 1900; Bd. 12, S. 449. 1903; Bd. 15, S. 485. 1904. — E. Gehrcke, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 7, S. 64. 1905.

keit der bewegten Elektronen eine bestimmte Grenze nicht überschreitet. Man kann annehmen, daß an den Stellen der Entladungsbahn zwischen den Gebilden an der Kathode und der Anode die Ionisierung und damit die Möglichkeit des Stromdurchgangs im Gase durch Kathodenstrahlen kleiner Geschwindigkeit bedingt ist[1]). Diese Betrachtungsweise ist in ihrem Wesen identisch mit den Betrachtungsweisen der Ionentheorie, sie gibt aber die Möglichkeit, bei der Erklärung der Erscheinungen in der positiven Säule an den experimentell definierten Begriff des Kathodenstrahles und seine Starrheit anzuknüpfen.

Die Eigenschaften der Kathodenstrahlen.

Die Eigenschaften der Kathodenstrahlen, die von einem Metall ausgehen, und die Eigenschaften der Kathodenstrahlen kleiner Geschwindigkeit in der positiven Säule stimmen qualitativ überein, wenn man den Unterschied der Geschwindigkeit in beiden Fällen berücksichtigt.

1. Die Absorption ruft Fluoreszenz hervor, sowohl bei Kathodenstrahlen wie bei der positiven Säule[2]).

2. Die verschiedene Färbung des Gases ist nur ein qualitativer Unterschied. Wird die Geschwindigkeit der Strahlen in der positiven Säule erhöht, so tritt (z. B. in den engen Röhren) auch das intensive Blau der Kathodenstrahlen auf. Auch das Spektrum ist dasselbe[2]).

Wird der Kathodenfall an dem Metall durch Glühen stark reduziert, so rückt die letzte positive Schicht auf die Kathode[3]), und nur die Teile an der Kathode erscheinen dunkel infolge der hohen Temperatur. Die leuchtende positive Säule verschwindet ebenfalls in der Nähe des glühenden Drahtes[4]).

Die Farbe der Kathodenstrahlen hängt übrigens wahrscheinlich außer von der Geschwindigkeit auch von der Stromdichte ab.

---

[1]) Dieser Auffassungsweise entsprechen vielfach Auffassungen von E. Goldstein über die positive Säule. Man vgl. speziell: E. Goldstein, Wied. Ann. Bd. 11, S. 832. 1880.

[2]) E. Goldstein, a. a. O.

[3]) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. Bd. 14, S. 425. 1880.

[4]) Faye, C. R. Bd. 1, S. 894 u. 960. 1860; W. Hittorf, Wied. Ann. Bd. 21, S. 121. 1884; K. Wesendonck, Wied. Ann. Bd. 26, S. 81. 1885; J. Stark, Ann. d. Phys. Bd. 1, S. 424 u. Bd. 3, S. 243. 1900.

3. Die geradlinige Ausbreitung ist bei den Strahlen kleiner Geschwindigkeit in der positiven Säule ebenfalls vorhanden, tritt aber in den wenigsten Fällen deutlich hervor, da die Geschwindigkeit der Strahlen meist sehr klein und die freie Ausbreitung infolgedessen nur längs einer kleinen Strecke zu beobachten ist. Wird die Geschwindigkeit größer, so tritt auch in der positiven Säule die geradlinige Ausbreitung deutlich hervor. Dies haben Versuche von E. Goldstein[1]) bei tiefen Drucken gezeigt.

4. Die magnetische Ablenkung erfolgt ebenfalls in derselben Weise wie bei Kathodenstrahlen, wenn man die Geschwindigkeit berücksichtigt. Dies haben die Versuche von H. Pellat[2]) gezeigt, nach denen die positive Säule eine Ablenkung erfährt, wie sie durch die Bahn der Elektronen bedingt ist. Für die geschichtete positive Säule hat bereits E. Goldstein[3]) darauf hingewiesen, daß jede Schicht sich wie ein Bündel negativer Strahlen verhält.

Kathodenfall und Gradient.

Ist die Ionisation in der positiven Säule durch Kathodenstrahlen kleiner Geschwindigkeit bedingt, so müssen gewisse Eigenschaften des Kathodenfalls auch bei dem Gradienten in der positiven Säule auftreten. Die Vergleichung der Potentialverhältnisse stößt aber auf gewisse Schwierigkeiten, da die Bedingungen, unter denen die Strahlen entstehen, verschiedene sind. E. Wiedemann und G. C. Schmidt[4]) haben gezeigt, daß der Kathodenfall sehr stark sinkt, wenn Kathodenstrahlen auf die Kathode treffen. In der positiven Säule wird ebenfalls durch die Strahlung benachbarter Teile der Kathodenfall herabgesetzt werden. Da die Ausbreitung der Strahlen vom Druck abhängig ist, so wird auch der Gradient vom Druck abhängig sein.

1. Die Interpolationsformel auf S. 97 und die Anwendung derselben auf hohe Drucke (S. 100) läßt es wahrscheinlich erscheinen,

---

[1]) E. Goldstein, Wied. Ann. Bd. 12, S. 249. 1881. Vgl. hierzu Fig. 17 auf S. 89.

[2]) H. Pellat, C. R. Bd. 138, S. 476. 1904.

[3]) E. Goldstein, Wied. Ann. Bd. 11, S. 836. 1880.

[4]) E. Wiedemann und G. C. Schmidt, Wied. Ann. Bd. 62, S. 471. 1897 u. G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. Bd. 12, S. 622. 1903.

daß innerhalb eines weiten Bereiches der Stromdichte der Gradient für die leuchtende Entladung unabhängig ist von der Stromdichte, wenn man von dem Einfluß der Wand aus den Beobachtungen abstrahiert. Dasselbe gilt für den normalen Kathodenfall.

2. Der Einfluß der Wand bedingt eine Erhöhung des Gradienten. Analoge Erscheinungen treten beim anormalen Kathodenfall auf.

3. In sehr weiten Gefäßen tritt eine dunkle positive Säule auf. Bei der dunklen Entladung steigt der Gradient mit der Stromstärke und nähert sich einem konstanten Wert. Die Versuche von C. A. Mebius[1]) lassen es wahrscheinlich erscheinen, daß auch für den Kathodenfall bei Metallen bei kleiner Stromdichte an der Kathode die Verhältnisse ähnlich liegen. Der Kathodenfall ist klein und steigt dann rasch zu einem Maximum. Es läßt sich diese Erscheinung nur bei Querströmen beobachten, da bei der selbständigen Strömung die Entladung erst von einer gewissen Stromstärke an kontinuierlich ist. Für das Maximum des normalen Gradienten ist bei einem Gase wahrscheinlich nicht die Stromstärke, sondern die Stromdichte maßgebend.

4. Gradient und Kathodenfall verhalten sich auch vollkommen analog gegenüber der Bestrahlung mit ultravioletttem Licht. Der Gradient wird nach den Versuchen von E. Wiedemann und G. C. Schmidt[2]) durch die Bestrahlung mit ultraviolettem Licht nicht herabgesetzt, und dasselbe gilt für den Kathodenfall nach den Versuchen von W. C. Baker[3]).

5. Wie der Kathodenfall für verschiedene Metalle, so ist auch der Gradient für verschiedene Gase verschieden.

Bedingungen für das Auftreten von Kathodenstrahlen.

Kathodenstrahlen bilden sich in einem Gas unter denselben Bedingungen aus, unter denen sie an der Grenzfläche eines Leiters auftreten.

---

[1]) Mebius a. a. O.

[2]) E. Wiedemann und G. C. Schmidt, Wied. Ann. Bd. 66, S. 326. 1898.

[3]) s. S. 10.

1. Kathodenstrahlen gehen von der Kathode einer vom elektrischen Strom durchflossenen Entladungsröhre aus unter dem Einfluß des hohen Spannungsabfalls an der Kathode. Unter dem Einfluß eines hohen Spannungsabfalles entstehen nach dem vorhergehenden auch in Gasen Kathodenstrahlen.

2. Kathodenstrahlen werden an einer negativ geladenen Metallplatte bei der Bestrahlung mit ultraviolettem Licht ausgelöst. Daß bei Gasen dasselbe eintritt, scheinen mir die Versuche von P. Lenard[1]) zu zeigen, nach denen ein geladener Leiter seine Ladung verliert, wenn er sich außerhalb eines frei die Luft durchsetzenden Lichtbündels befindet. Der Leiter verliert seine Ladung, mag er positiv oder negativ geladen sein. Dies rührt daher, daß bei jedem Gasteilchen beide Influenzelektrizitäten vorhanden sind. Das Gasteilchen wird daher in beiden Fällen Kathodenstrahlen aussenden und infolgedessen eine positive Ladung annehmen. Durch diese ist dann sein Verhalten im elektrischen Feld bedingt.

3. Sekundäre Kathodenstrahlen treten auf, wenn Kathodenstrahlen oder Röntgenstrahlen auf eine Metallfläche auftreffen. Dem entspricht die Ionisierung eines Gases durch diese Strahlenarten. Die Ionisierung in einem Gase durch Ionenstoß ist ebenfalls auf sekundäre Kathodenstrahlung[2]) zurückzuführen.

4. Kathodenstrahlen gehen von glühenden Drähten aus. Die Beweise für das Auftreten von Kathodenstrahlen in Gasen beim Erhitzen (oder nach der üblichen Ausdrucksweise für die Ionisierung durch Temperaturerhöhung)[3]) erscheinen vielfach noch nicht einwandsfrei, da bei vielen Beobachtungen der Einfluß der glühenden Leiter, durch welche die Erhitzung stattfand, respektive der Wände des Gefäßes, in dem das Gas erhitzt wurde, schwer von dem Anteil des Gases bei den beobachteten Wirkungen zu trennen ist. Einwandsfrei scheint mir das Resultat nur dann zu sein, wenn der Leiter auf ein hohes positives Potential geladen wurde, denn dann gehen sicher keine Kathodenstrahlen von dem Leiter aus. Dagegen wird das Gas unter dem Einfluß der hohen Temperatur

[1]) P. Lenard. Ann. d. Phys. Bd. 1, S. 486 und Bd. 3, S. 298. 1900.

[2]) Über sekundäre Kathodenstrahlung in Gasen vergl. P. Lenard, Ann. d. Phys. Bd. 12, S. 449, 1903 und Bd. 15, S. 485. 1904.

[3]) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. Leipzig 1902. S. 45 ff.

jetzt Kathodenstrahlen aussenden; die Elektronen wandern unter dem Einfluß des elektrischen Feldes zu dem positiv geladenen Draht, und es scheint daher dieser positive Ionen auszusenden. Eine Vergleichung der Intensität der Strahlung des glühenden Drahtes und des erhitzten Gases ist möglich, wenn sowohl Draht als Gas keine Ladung besitzen.

Wird z. B. Platin geglüht, so lädt sich das Gas positiv, der Draht negativ, solange man als Gas nicht Wasserstoff benützt, dann wird umgekehrt der Draht positiv und der Wasserstoff negativ. Im ersteren Falle ist die Strahlung des Gases größer als die des Metalls, im anderen Fall die des Wasserstoffs kleiner als des Platins.

Das Strahlungsvermögen des Kupfers ist kleiner als das des Wasserstoffs, denn ein glühender Kupferdraht lädt sich negativ und der Wasserstoff positiv. Die Erscheinung ändert sich sofort, wenn die Oberfläche des Kupferdrahtes oxydiert ist, dann lädt sich der Draht positiv und der Wasserstoff negativ infolge des größeren Strahlungsvermögens des Oxydes. Daß das Strahlungsvermögen der Oxyde bei hohen Temperaturen ein sehr starkes ist, haben die Versuche von A. Wehnelt[1]) gezeigt. Die Versuche von Wehnelt weisen aber auch darauf hin, daß bei der Zerstreuung der positiven Ladung des glühenden Drahtes das Gas der wirksame Faktor ist, denn bei positiver Ladung unterschieden sich reines Platin und Platin, das mit CaO überzogen war, kaum in ihrer Wirkung. Beim Glühen im Vakuum findet fast gar keine Zerstreuung der positiven Elektrizität statt, da die Wirkung des Gases infolge der starken Verdünnung zurücktritt.

Da bei der Zerstreuung der positiven Elektrizität des Drahtes das Gas der wirksame Faktor ist, so erklärt sich auch, warum keine Metallionen auftreten, die ja die Träger der positiven Elektrizität sind.

Resultate.

1. Der Gradient nimmt bei der leuchtenden positiven Säule mit wachsender Stromstärke ab. Bei der dunklen Entladung in weiten Gefäßen nimmt der Gradient mit wachsender Strom-

[1]) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. Bd. 14, S. 438 und S. 441. 1904.

stärke zu. Für große Stromstärken nähert sich in beiden Fällen der Gradient einem konstanten Wert[1]).

2. Die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke läßt sich für die leuchtende positive Säule bei tiefen Drucken durch eine Interpolationsformel von der Form

$$\mathcal{V}\overline{X} = a + \frac{b}{1+i}$$

geben. Es erscheint wahrscheinlich, daß durch eine allgemeinere Beziehung

$$\mathcal{V}\overline{X} = a + \frac{b}{\varphi(i)}$$

sich die Versuchsreihen bei allen Drucken darstellen lassen. Beim Übergang von der ungeschichteten Entladung zur geschichteten ändert sich die Konstante b eventuell sprungweise.

Die Konstante a hängt nur vom Druck ab und zwar so, daß $a p^{-n}$ eine vom Druck unabhängige Konstante ist. (n ist dabei < 1.)

Die Konstante b hängt vom Querschnitt ab, ist dagegen unabhängig vom Druck.

$\mathcal{V}\overline{X}$ in der leuchtenden positiven Säule setzt sich somit additiv aus zwei Funktionen zusammen:

$$\mathcal{V}\overline{X} = \psi\ (p) + \chi\ (i,\ d) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke ist nach dieser Formel im wesentlichen bedingt durch den Einfluß der Wände des Entladungsgefäßes.

3. Gradient und Kathodenfall verhalten sich in vielen Hinsichten vollkommen analog.

4. Die Annahme, daß unter dem Einfluß einer hohen Temperatur von einem Gase Kathodenstrahlen ausgehen, vermag eine große Reihe von Beobachtungen an glühenden Drähten zu erklären.

[1]) Der Gradient ändert sich beim Übergang zu sehr viel größeren Stromstärken, als sie in dieser Arbeit benutzt wurden, nicht mehr wesentlich. So haben Versuche von A. Wehnelt, die noch nicht veröffentlicht wurden, ergeben, daß bei einer Röhre von ca. 3 cm Durchmesser der Gradient in der leuchtenden positiven Säule sich nicht ändert, wenn man von 0,01 Ampère zu 15 Ampère übergeht.

IV. Teil.

Die Bestimmung des Verhältnisses ε/μ für Kathodenstrahlen, die von Isolatoren ausgehen, und für Kathodenstrahlen, die im Gase selbst entstehen.

Seit die Annahme einer atomistischen Struktur der Elektrizität allgemeinen Eingang gefunden hat, besonders infolge der Deutung der Kathodenstrahlen als Elektronenstrahlen, haben die letzteren ein erneutes Interesse gewonnen, da sie ein quantitatives Studium der Größenverhältnisse der elektrischen Atome gestatten, und zwar ist es speziell das Verhältnis der elektrischen Ladung zu der (eventuell nur scheinbaren) Masse des Elektrons, das unseren Messungen zugänglich ist und daher eine große Bedeutung in der Physik gewonnen hat.

Entsprechend dieser Bedeutung wurde ε/μ für Kathodenstrahlen ermittelt, die unter den verschiedensten Bedingungen entstehen. Es wurde ε/μ bestimmt

1. für Kathodenstrahlen, die von Kathoden aus verschiedenen Metallen in einer vom elektrischen Strom durchflossenen Entladungsröhre bei tiefen Drucken ausgehen[1]);

2. für Kathodenstrahlen, die von glühenden Drähten ausgehen[2]);

3. für Kathodenstrahlen, die von erhitzten Oxyden ausgehen[3]);

4. für Kathodenstrahlen, die unter dem Einfluß von ultraviolettem Licht an einer negativ geladenen Metallplatte ausgelöst werden[4]);

5. für reflektierte Kathodenstrahlen[5]);

---

[1]) A. Schuster, Proc. Roy. Soc. Bd. 47, S. 526. 1890. Wied. Ann. Bd. 65, S. 877. 1898. J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) Bd. 44, S. 293. 1897. W. Kaufmann, Wied. Ann. Bd. 62, S. 596. 1897. Bd. 65, S. 431. 1898. W. Wien, Wied. Ann. Bd. 65, S. 440. 1898. E. Wiechert, Wied. Ann. Bd. 69, S. 739. 1899. W. Seitz, Ann. d. Phys. Bd. 6, S. 1. 1901. P. Lenard, Ann. d. Phys. Bd. 2, S. 359. 1900. S. Simon, Wied. Ann. Bd. 69, S. 589. 1899.

[2]) J. J. Thomson, Phil. Mag. Bd. 48, S. 547. 1899.

[3]) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. Bd. 14, S. 425. 1904.

[4]) J. J. Thomson, Phil. Mag. Bd. 48, S. 547. 1899. P. Lenard, Ann. d. Phys. Bd. 2, S. 359. 1900.

[5]) H. Starke, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 5, S. 14. 1903.

6. für Kathodenstrahlen, die durch ein dünnes Metallplättchen hindurchgelassen werden[1]);

7. für Kathodenstrahlen, die von radioaktiven Substanzen ausgehen[2]).

Sehen wir zunächst ab von den radioaktiven Substanzen, die ihrem ganzen Verhalten nach eine gewisse Sonderstellung einnehmen, so beziehen sich alle diese Versuche auf Kathodenstrahlen, die ihren Ursprung an einem Leiter der Elektrizität nehmen. Dagegen wurde bisher niemals für Kathodenstrahlen, die von einem Isolator ausgehen, und für Kathodenstrahlen, die im Gase entstehen, das Verhältnis ε/μ bestimmt. Bei dem großen Unterchied in dem elektrischen Verhalten zwischen Leitern einerseits und Isolatoren und Gasen andererseits, erschien es wünschenswert, auch für diese Fälle ε/μ zu bestimmen und zu prüfen, ob auch in diesen Fällen ε/μ denselben Wert hat. Haben die bisherigen Versuche die Unabhängigkeit von ε/μ von der Art der Entstehung der Kathodenstrahlen ergeben, so sollen die im folgenden mitgeteilten die Unabhängigkeit von dem elektrischen Verhalten des emittierenden Körpers geben.

Als Kathodenstrahlen, die an der Grenzfläche von Isolator und Gas ihren Ursprung nehmen, wurden die Kathodenstrahlen gewählt, die unter dem Einfluß des ultravioletten Lichts von einer negativ geladenen Isolatorplatte auszugehen, und zwar dienten zu den Beobachtungen speziell die Strahlen, die von Glasplatten ausgehen.

Die Gase nehmen insofern eine Sonderstellung ein, als sie an und für sich Nichtleiter sind, unter dem Einfluß von Kathodenstrahlen (u. a. Ionisatoren) aber zu Leitern der Elektrizität werden.

Als Kathodenstrahlen, die im Gase selbst entstehen, wurden die Striktionskathodenstrahlen verwandt und die Anodenkanalstrahlen, die unter dem Einfluß des anormal hohen Anodenfalls in der im 3. Abschnitt dieses Teiles angegebenen Weise entstehen.

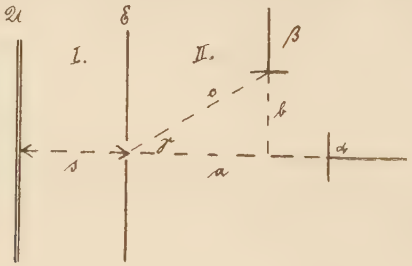
---

[1]) P. Lenard, Wied. Ann. Bd. 64, S. 279. 1898; Starke, a. a. O.

[2]) W. Kaufmann, Phys. Zeitschr. Bd. 4, S. 54. 1902.

1. Bestimmung von ε/μ für Kathodenstrahlen, die unter dem Einflufs des ultravioletten Lichts von einer negativ geladenen Glasplatte ausgehen.

Die Versuche des I. Teils haben gezeigt, daß bei Atmosphärendruck an Isolatoren eine lichtelektrische Zerstreuung ebenso wie an Metallen stattfindet. Geht man zu tieferen Drucken über, so ändert sich bei Isolatoren die Zerstreuung in derselben Weise wie bei Metallen. Die Wirkung nimmt erst zu und dann wieder ab. Bei sehr tiefen Drucken kann ε/μ für die Kathodenstrahlen nach einer von P. Lenard angegebenen Methode[1]) aus Potentialabfall und magnetischer Ablenkung bestimmt werden. In eine Röhre mit seitlichem Ansatzrohr mit Quarzfenster, wie sie Lenard zu seinen Versuchen verwendet hat, waren die Elektroden U, E, α und β eingekittet. Die Lage der Elektroden gibt Figur 21.



Figur 21.

Die zu bestrahlende Elektrode U war eine Glasplatte von 2 cm Radius. Die Ladung der Platte erfolgte in der S. 7 angegebenen Weise durch einen Stanniolbeleg, der auf der Rückseite mit einer Schicht von Siegellack umgeben war. Die Zuleitung zu der Elektrode befand sich in einer Glasröhre. Diese war an der Einkittstelle mit einem zur Erde abgeleiteten Messingrohr umhüllt, um einen Strom von U nach der Glaswand des Rohres zu verhindern. Wurde diese Vorsicht nicht gebraucht, so traten Wandladungen auf, die teils durch direkte Ladung, teils durch Influenzwirkung den Elektrometergang störten. Die zur Erde abgeleitete Elektrode E bestand aus einer Messingplatte von 2 cm Radius mit einer 5 mm weiten Öffnung. Die

[1]) P. Lenard, Ann. d. Phys. Bd. 2. S. 359. 1900.

kleinen Messingelektroden α und β konnten abwechselnd mit dem Elektrometer verbunden werden. Der Teil der Röhre, in dem sich die Elektroden E, α und β befanden, war mit Stanniol umgeben, das zur Erde abgeleitet war. Das Elektrometer befand sich wie bei den lichtelektrischen Versuchen im I. Teil in einem Kasten aus Weißblech, der ebenso wie die Messingröhren, die die Zuleitungsdrähte umgaben, zur Erde abgeleitet war.

Das Magnetfeld wurde durch zwei Magnetisierungsspulen von 14,1 cm Länge und 10 cm Durchmesser erzeugt. Die Zahl der Windungen pro 1 cm betrug 25,18.

Der Elektrometergang in β wurde bei verschiedenen Magnetisierungsstromstärken J bestimmt und das Maximum des Elektrometergangs graphisch ermittelt. Da die Kathodenstrahlen bereits im Raume zwischen UE ziemlich stark abgelenkt wurden, so mußte der durch eine Quarzlinse auf U erzeugte Lichtfleck etwas seitwärts verschoben werden, um für die Magnetisierungsstromstärke des maximalen Elektrometerganges ungefähr den gleichen Elektrometerausschlag in β wie in α für $J = 0$ zu erhalten. Genau derselbe Ausschlag kann nicht erzielt werden, da die Strahlen nicht vollkommen homogen sind.

Aufstellung der Gleichung für ε/μ. — Zur Berechnung des Krümmungsradius mußte der Winkel berücksichtigt werden, unter dem die Strahlen durch die Blende bei E gehen. Bei den Versuchen von P. Lenard war dieser Winkel klein, es konnte daher bei der graphischen Ermittelung des Winkels ein angenähert berechneter Wert von ε/μ verwandt werden, wie er sich unter Annahme ergab, dass der Strahl in dem Magnetfeld vor der Blende keine Ablenkung erfährt. Bei meinen Versuchen war jedoch infolge des stärkeren Magnetfeldes zwischen UE dieser Winkel groß, es wurde daher ε/μ aus der im folgenden abgeleiteten Gleichung bestimmt.

Zu der Bestimmung des Verhältnisses der Ladung ε zu der Masse μ eines Teilchens eines Kathodenstrahles aus der Elektrodenspannung und der magnetischen Ablenkung dienen die beiden Gleichungen:

$$\mathfrak{g}^2 = \frac{\varepsilon}{\mu} \cdot 2\,\mathrm{X} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$\mathrm{r} = \frac{\mathfrak{g}}{\mathfrak{H}} \cdot \frac{\mu}{\varepsilon} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Die Gleichung (1) gibt unter der Annahme einer kleinen Anfangsgeschwindigkeit die Endgeschwindigkeit $\mathfrak{g}$, die ein Teilchen unter dem Einfluß der beschleunigenden Kraft der Potentialdifferenz X erlangt hat. Die Gleichung (2) gibt den Krümmungsradius r der Bahn der Teilchen im magnetischen Feld von der Stärke $\mathfrak{H}$.

Eine Beschleunigung erfahren die Teilchen des Kathodenstrahls in unserem Fall nur längs der Strecke UE. Es wird daher für den Raum II die Geschwindigkeit $\mathfrak{g}_o$ konstant sein und wir bekommen die Gleichungen

$$\mathfrak{g}_o^2 = \frac{\varepsilon}{\mu} \cdot 2\,V \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1a)$$

$$r_o = \frac{\mathfrak{g}_o}{\mathfrak{H}_o} \cdot \frac{\mu}{\varepsilon} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2a)$$

wenn V die Potentialdifferenz zwischen UE und $\mathfrak{H}_o$ die Stärke des mittleren Magnetfeldes im Raume II ist. Ist J der Strom der Magnetisierungsspule, so ist $\mathfrak{H}_o = J \cdot H_o$, wo H_o die Intensität des Feldes für 1 Ampère ist.

Ist α_o der Winkel, unter dem die Strahlen durch die Blende bei E gehen, so ergibt sich aus einfachen geometrischen Betrachtungen für den Krümmungsradius:

$$r_o = \frac{c}{2 \sin(\gamma - \alpha_o)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

wo $\operatorname{tg}\gamma = \frac{b}{a}$ und $c = \sqrt{a^2 + b^2}$.

Durch Kombination der Gleichungen (1a) (2a) und (3) ergibt sich für ε/μ die Gleichung:

$$\sin(\gamma - \alpha_o) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cdot \frac{J}{\sqrt{2V}} \cdot \frac{H_o c}{2} \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

in der alle Größen bis auf α_o sich bestimmen lassen.

Zur Bestimmung von α_o betrachten wir den Raum I. Für ihn gelten die Gleichungen (1) und (2). Der Spannungsabfall längs der Strecke zwischen U ($x = o$) und E ($x = s$) ist gleich V. Für einen Punkt x ist daher $X = \frac{Vx}{s}$. Das Magnetfeld im Raum I ist $\mathfrak{H} = JH$, wo H eine Funktion von x ist.

Da der Winkel der Strahlen gegen die x-Achse gegeben ist durch $\alpha = \int \frac{dx}{r}$, so ergibt sich aus (1) und (2) unter Berücksichtigung der Werte von X und $\mathfrak{H}$ für Raum I:

$$a_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \; \frac{J}{\sqrt{2V}} \; \sqrt{s} \; \int_0^s \frac{H dx}{\sqrt{x}} \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Diesen Wert in Gleichung (4) eingesetzt, ergibt sich für ε/μ die Gleichung:

$$\sin\left(\gamma - \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \; \frac{J}{\sqrt{2V}} \; \sqrt{s} \; \int_0^s \frac{H dx}{\sqrt{x}}\right) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \; \frac{J}{\sqrt{2V}} \; \frac{H_0 c}{2} \quad (6)$$

Bestimmt man die Magnetisierungsstromstärke J in der Spule, für die ein maximaler Elektrometergang bei einem Potential V der belichteten Elektrode U erzielt wird, so braucht man nur noch das magnetische Feld in I und II für die Magnetisierungsstromstärke 1 Ampère zu kennen, dann läßt sich aus (6) ε/μ bestimmen, da alle übrigen Größen in der Gleichung durch die Lage der Elektroden UE und β bestimmt sind.

Bestimmung des Magnetfeldes. — Da die beiden Magnetisierungsspulen sich nicht unmittelbar berührten, so war das Magnetfeld in der Mitte kleiner, als es sich aus der Berechnung aus der Windungszahl ergeben würde. Aus demselben Grunde war auch außerhalb der Spule ein ziemlich starkes Magnetfeld vorhanden. Die Ausmessung des Magnetfeldes wurde mit einer Probespule durchgeführt, zu deren Eichung das Magnetfeld einer Spule von 34,8 cm Länge und 1174 Windungen diente.

Ist x der Abstand von der Elektrode U, so ergaben sich für H (Magnetisierungsstromstärke 1 Ampère) die in der Tabelle 45 angegebenen Werte.

Tabelle 45.

x	0	0,5	1,0	4,0	5,5	6,5	7,5	8,5
H	2,60	3,72	4,46	9,67	11,90	13,36	13,36	13,36

Der Abstand der Blende von der Elektrode U war 4,1 cm, der Abstand des Mittelpunkts der Magnetisierungsspule von der Elektrode U war 7,5 cm. In dem in Fig. 21 mit II bezeichneten Raume ändert sich das Magnetfeld, wie aus Tabelle 45

zu ersehen ist nur wenig, es kann für H_o daher ein mittlerer Wert $H_o = 12{,}5$ Gauß gesetzt werden.

Das Magnetfeld zwischen U und E steigt fast linear an. Wir können daher $H = Ax + B$ setzen. Setzt man $A = 1{,}79$ und $B = 2{,}65$, so weichen die beobachteten und berechneten Werte für H nur wenig voneinander ab. Dies zeigt Tabelle 46.

Tabelle 46.

x	H beob.	H ber.	Diff.
0	2,60	2,65	— 0,05
0,5	3,72	3,55	+ 0,17
1,0	4,46	4,44	+ 0,02
4,0	9,67	9,81	— 0,14

Die Differenzen zwischen beobachteten und berechneten Werten in Kolumne 4 der Tabelle sind so klein, daß wir für die Auswertung des bestimmten Integrals in Formel (6)

$$H = 1{,}79\,x + 2{,}65$$

setzen können.

Umformung der Gleichung für ε/μ unter Berücksichtigung der Konstanten der Versuchsanordnung. — Für das mittlere Magnetfeld im Raume II ergibt sich $H_o = 12{,}5$ und da $\sqrt{s}\int_0^s \frac{H\,dx}{\sqrt{x}} = 41{,}78$ ist, so nimmt die Gl. (6), wenn man $y = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\,\frac{J}{\sqrt{2\,V}}\cdot 41{,}78$ als Variable einführt, die einfache Form an:

$$\sin(26^\circ\,34' - y) = 0{,}67 \cdot y$$

Der Wert von y läßt sich leicht graphisch ermitteln. Führen wir die Bestimmung von y aus, so bekommen wir für ε/μ die einfache Beziehung:

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{V}{J^2}\;88\cdot 10^{-6} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6a)$$

Bestimmung von ε/μ. — Die Elektrode U respektive der Stanniolbeleg auf der Rückseite von U war mit dem negativen Pol einer Influenzmaschine verbunden, deren positiver Pol zur

Erde abgeleitet war. Um ein konstantes Potential der Elektrode U zu erzielen, war U mit den Innenbelegen einer Reihe parallel geschalteter Leidner Flaschen und einem Spitzenkamm verbunden. Dem Spitzenkamm gegenüber stand eine Metallplatte, die ebenso wie die Außenbelege der Leidner Flaschen zur Erde abgeleitet war.

Da die Intensität der Bogenlampe häufig nicht vollkommen konstant war und bei der Bestimmung der Magnetisierungsstromstärke J für den maximalen Elektrometergang eine Zweiteilung des Maximums in den meisten Fällen auftrat, wie sie schon von Lenard bei Metallen beobachtet wurde, so war die Bestimmung des Maximums in vielen Fällen etwas unsicher.

Tabelle 47.

V (Volt)	J	ε/μ
8100	2,59	$1{,}03 \cdot 10^7$
8900	2,65	$1{,}12 \cdot 10^7$
9500	2,75	$1{,}11 \cdot 10^7$
10.000	2,97	$1{,}00 \cdot 10^7$

Die Tabelle 47 gibt für einige Potentiale V die zugehörige Magnetisierungsstromstärke J für den maximalen Elektrometergang und die nach (6a) berechneten Werte von ε/μ.

Einige weitere Versuchsreihen zwischen 8000 und 11000 Volt ergeben Werte von derselben Größenordnung. Es traten jedoch mitunter noch größere Abweichungen zwischen den einzelnen Werten von ε/μ auf. Die extremsten Werte bei ca. 30 Beobachtungen lagen zwischen $0{,}96 \cdot 10^7$ und $1{,}20 \cdot 10^7$.

Die Übereinstimmung ist unter den obwaltenden Versuchsbedingungen eine überraschend gute, und wir ersehen aus den Werten, daß sie innerhalb des Bereiches der bis jetzt gefundenen Werte liegen[1]).

[1]) Der Mittelwert aus sämtlichen Beobachtungen ist $\varepsilon/\mu = 1{,}06 \cdot 10^7$, weicht also wenig von dem Wert von Lenard ab, der für die Kathodenstrahlen, die unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes von Metallen ausgehen, den Wert $1{,}16 \cdot 10^7$ gefunden hat.

2. Bestimmung von ε/μ für Striktionskathodenstrahlen.

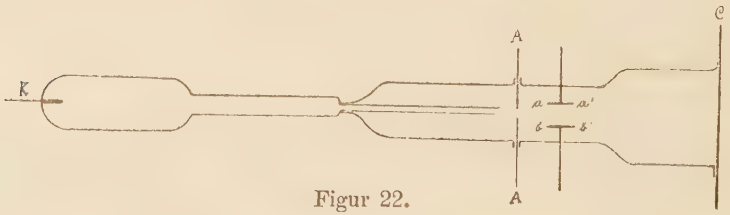
Die Untersuchungen über die magnetische Ablenkung der Striktionskathodenstrahlen haben gezeigt, daß die magnetische Ablenkung zur Bestimmung des Größenverhältnisses ε/μ verwendet werden kann, da in dem abgelenkten Strahlenbündel vorwiegend Strahlen mittlerer Geschwindigkeit vertreten sind. Wir werden jedoch nach den Resultaten der Messungen im 5. Abschnitt des II. Teiles gut daran tun, nur schwache Magnetfelder zu benutzen, da sonst leicht eine Störung in dem Potentialabfall und damit in der Geschwindigkeit der Strahlen auftritt. Die magnetische Ablenkung gibt

$$r = \frac{g}{\mathfrak{H}} \frac{\mu}{\varepsilon}$$

Zur Elimination von g brauchen wir eine zweite Beziehung, und diese können wir, da Potentialmessungen aus den angegebenen Gründen keine Verwendung finden können, aus der elektrostatischen Ablenkung gewinnen. Werden die Kathodenstrahlen durch ein zur Fortpflanzungsrichtung senkrecht stehendes elektrisches Feld $\mathfrak{F}$, das sie längs der Strecke x durchlaufen, abgelenkt, so ist die Ablenkung:

$$y = \frac{\varepsilon}{\mu} \cdot \frac{\mathfrak{F}}{2} \cdot \frac{x^2}{g^2}$$

Wegen der Inhomogenität der Strahlen muß die Ablenkung wieder für die Strahlen mittlerer Geschwindigkeit bestimmt werden, und es empfiehlt sich daher, die Stärke des elektrostatischen Feldes nicht zu groß zu wählen.



Figur 22.

Zur Bestimmung des Verhältnisses ε/μ aus elektrostatischer und magnetischer Ablenkung diente eine Röhre von der in Figur 22 gegebenen Form. Als Kathode wurde ein Aluminiumdraht K verwandt. Die Verengerung bestand aus zwei Röhren von je 15 cm Länge und einem Durchmesser von 1,0 respektive

0,1 cm. Als Anode A diente eine Zinkplatte mit kreisförmiger Öffnung, durch die die aus der Kapillare austretenden Strahlen hindurchgingen. Die Kapillare war in die Erweiterung des Anodenteiles eingekittet.

Zur magnetischen Ablenkung diente das Feld der beiden Magnetisierungsspulen, die S. 123 beschrieben sind. Zur elektrostatischen Ablenkung waren hinter der Anode zwei Kondensatorplatten aa' und bb' eingeführt. Es war $aa' = 4{,}9$ cm und $ab = 1{,}6$ cm.

Wollte man Kathodenstrahlen erhalten, deren Verlauf in dem Teil hinter der Anode verfolgt werden konnte, so mußte man die empfindliche Entladungsform wählen und zu sehr tiefen Drucken übergehen. Als Stromquelle diente eine 20plattige Influenzmaschiene. Die Strahlen dehnten sich mit abnehmendem Druck immer weiter aus und waren schließlich bis zum Ende der Gefäßwand zu verfolgen. Sie riefen jedoch auf dem Schirm C mit Balmainscher Leuchtfarbe kein Leuchten hervor, da sie gegen das Ende der Röhre ziemlich diffus wurden. Nur wenn mitunter eine stark leuchtende Einzelentladung auftrat, dann war ein hell leuchtender Fleck auf dem Schirm zu beobachten. Im rotierenden Spiegel erschien die Entladung vollkommen kontinuierlich, bis auf die zeitweise auftretenden Einzelentladungen. Der Druck, bei dem die Versuche ausgeführt wurden, betrug ungefähr 0,003 mm Hg.

Die elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen wurde in der Weise ausgeführt, daß die Potentialdifferenz zwischen den Kondensatorplatten so lange gesteigert wurde, bis die Strahlen zum Rand b' der unteren Platte abgelenkt wurden. Wurden die Strahlen dann in entgegengesetzter Richtung bis zum Rand a' abgelenkt, so unterschieden sich die angelegten Potentialdifferenzen nur um sehr wenig. Daher war anzunehmen, daß die unabgelenkten Strahlen das Feld zentral durchsetzten, und es konnte aus beiden Beobachtungen das Mittel genommen werden. Für das elektrische Feld ergab sich $\mathfrak{F} = 27{,}5$ Volt/cm und mithin

$$\frac{\mu}{\varepsilon} g^2 = 41{,}3 \cdot 10^9 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{I.}$$

wenn wir das absolute elektromagnetische Maßsystem der Berechnung zugrunde legen.

Da aus den oben erwähnten Gründen für die magnetische Ablenkung nur kleine Feldstärken benutzt werden sollten, so wurde die Ablenkung des Kathodenstrahles bei kleinen Magnetisierungsstromstärken an einer Skala bei ab beobachtet und aus den Ablenkungen der Krümmungsradius berechnet. Nun wird allerdings bei den kleinen Ablenkungen ein kleiner Ablesungsfehler einen großen Fehler hervorrufen und die Bestimmung daher ungenau werden, andererseits wird aber der Mittelwert der untereinander abweichenden Beobachtungen immer noch ein richtigeres Resultat geben, als wenn die Potentialverteilung und damit die Starrheit der Strahlen durch das magnetische Feld stark geändert wird.

Die folgende Tabelle 48 enthält für 3 Magnetisierungsstromstärken den zugehörigen Krümmungsradius, wie er sich als Mittelwert aus mehreren Einzelbeobachtungen ergibt.

Tabelle 48.

J	r	Jr
0,1	37,1	3,71
0,15	23,3	3,50
0,25	14,5	3,63

Wurden die Kathodenstrahlen bis zum unteren Rand von AA abgelenkt, so ergab sich für Jr ein Wert von ca. 3,0. Da die Kathodenstrahlen durch den Anodenfall bei AA eine Beschleunigung erfahren, die bei der letzten Messung in Wegfall kommt, so erklärt sich, daß der Wert für Jr in diesem Falle kleiner gefunden wurde, während er nach den Messungen auf S. 86 größer sein müßte, da die nur sehr selten auftretenden Einzelentladungen wohl keinen merklichen Einfluß ausübten.

Nehmen wir aus den obigen Messungen für die kleinen Magnetisierungsstromstärken den Mittelwert für Jr, so ergibt sich Jr = 3,61, und da das mittlere Magnetfeld bei dem betreffenden Abstand der Magnetisierungsspulen sich zu 15,5 Gauß ergab, so ist:

$$\frac{\mu}{\varepsilon}\, g = 55{,}9 \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{II.}$$

Aus I und II folgt

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 1{,}32 \cdot 10^{7}$$

3. Bestimmung von ε/μ für Kathodenstrahlen an der Anode.

Der hohe Anodenfall, über dessen Auftreten im 4. Abschnitt des II. Teiles einige Versuche angestellt wurden, muß den negativen Elektrizitätsträgern eine Geschwindigkeit erteilen, die zur Entstehung von Kathodenstrahlen[1]) Veranlassung gibt. In der Tat, treten Kathodenstrahlen auf, wenn wir bei dem hohen Anodenfall den Strahlen Gelegenheit zur freien Entwicklung geben, indem wir die Anode mit einer Öffnung versehen, aus der die Strahlen ebenso wie die Kanalstrahlen an der Kathode austreten. Wir können diese Strahlen als Kathodenstrahlen an der Anode oder Anodenkanalstrahlen bezeichnen. Zu den folgenden Versuchen diente als Anode eine Aluminiumplatte, an der nach langem Stromdurchgang der anormale Anodenfall auftrat. Das Verhältnis ε/μ konnte aus einer Potentialmessung und aus der Krümmung der Strahlen im Magnetfeld bestimmt werden. Aus Gl. (1) und (2) S. 121 ergibt sich $\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{2X}{r^2 J^2 H_0{}^2}$.

Die Erzeugung und Ausmessung des Magnetfeldes erfolgte in der S. 121 u. 123 angegebenen Weise. Der Krümmungsradius im Magnetfeld wurde in der Weise ermittelt, daß die Kathodenstrahlen zu einem Halbkreis gebogen wurden und der Durchmesser desselben bestimmt wurde. Tabelle 49 enthält einige Werte von J und r für einen Versuch, bei dem $X = 105$ Volt war. Der Versuch wurde angestellt bei einem Druck von 0,05 mm Hg und einer Stromstärke $i = 4{,}75 \cdot 10^{-3}$ Ampère.

Tabelle 49.

J	2r	Jr
3,9	1,0	1,95
3,0	1,3	1,95
2,5	1,5	1,88

Der Mittelwert ist somit $Jr = 1{,}93$, und da sich $H_0 = 18{,}3$ Gauß ergab, so ist

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 1{,}68 \cdot 10^7.$$

4. Zusammenfassung.

Tabelle 50 enthält die Werte von ε/μ, die in den vorhergehenden Abschnitten erhalten wurden.

[1]) Im letzten Hefte der Verh. d. D. Phys. Ges. spricht auch E. Gehrcke die Ansicht aus, daß an der Anode Kathodenstrahlen entstehen können.

Tabelle 50.

Emittierender Körper	Erzeugung der Strahlen	$\frac{\varepsilon}{\mu}$
Isolator (Glas) . . .	Potentialabfall und ultraviolettes Licht	$0{,}96.10^7$—$1{,}20.10^7$
Gas	Verengerung des Querschnittes in der positiven Säule	$1{,}32.10^7$
Gas	Anormaler Anodenfall	$1{,}68.10^7$

Die gefundenen Werte stimmen der Größenordnung nach unter sich und mit den bisher gefundenen Werten überein, und mehr ließ sich unter den obwaltenden Versuchsbedingungen nicht erzielen.

Es dürfte somit ganz allgemein der Satz gelten:

Überall, wo in der Natur Kathodenstrahlen auftreten, ist die Größenordnung von ε/μ dieselbe. Die Bedeutung dieses Satzes liegt darin, daß er den Schluß auf die Einheit des elektrischen Atoms gestattet gegenüber der Vielheit der Atome der Materie.

Ich spreche hier nur von der Größenordnung, da nach den Versuchen von W. Kaufmann[1]) für Strahlen großer Geschwindigkeit das Verhältnis ε/μ von ihrer Geschwindigkeit abhängig gefunden wurde. Diese Abhängigkeit beeinträchtigt jedoch keineswegs die Allgemeingültigkeit des obigen Satzes.

Ich möchte nicht unerwähnt lassen, daß eine große Reihe von Versuchen in dieser Arbeit mit einer Influenzmaschine ausgeführt wurde, die Herr Professor E. Wiedemann der Liberalität des Elisabeth Thompson Fund in Boston verdankt, und die mir in liebenswürdigster Weise zu meinen Versuchen überlassen wurde.

Eine Zusammenstellung der Resultate der vorliegenden Arbeit findet sich am Ende der einzelnen Teile resp. Abschnitte. Von einer Übersicht über die Gesamtresultate, die nur eine Wiederholung der schon hervorgehobenen Ergebnisse darstellen würde, kann daher abgesehen werden.

[1]) W. Kaufmann, Physik. Zeitschr. Bd. 4, S. 54. 1902.

1796